PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1921. Redaktionsschluß für No. 4 am 20. Januar 1921. 22. Jahrgang.

INHALT:

F. A. Schulze, Franz Richarz. S. 33.

Originalmitteilungen:

A. Wigand, Messungen der Ionisation und Ionenbeweglichkeit bei Luftfahrten. S. 36.

M. v. Laue, Zu Schottkys Gleichgewichtssätzen für die elektromagnetisch aufgebaute Materie. S. 46.

A. Smekal, Über das Abzweigungsverhältnis der Actiniumfamilie von der Uran-Radiumfamilie. S. 48.

Th. Des Coudres, Weiß hoher Ordnung. S. 51.

J. Narbutt, Eine approximative Berechnung der Erstarrungswärmen der verflüssigten Edelgase. S. 52.

P. Ritter, Versuche über das Fließen von Metalldrähten unter dauernder Belastung. S. 53.

M. Toepler, Elektrodenlose Gleitfiguren. S. 59.

K. Fehrle, Über eine neue periodische Beziehung zwischen den Atomgewichten der chemischen Elemente. V. Die Berechnung der Rydbergschen Konstante. S. 60.

Besprechungen:

W. Ludwig, Lehrbuch der darstellenden Geometrie. S. 62.

J. Fischer, Die Arbeit der Muskeln. S. 62.

Vom Altertum zur Gegenwart. S. 63.

Das Gymnasium und die neue Zeit. S. 64.

J. Möller, Nautik. S. 64.

Tagesereignisse. S. 64.

Personalien. S. 64. **Gesuche.** S. 64.

Franz Richarz.

Im Alter von fast 60 Jahren starb am 10. Juni v. J. in Marburg a. L., wo er nahezu zwei Jahrzehnte als Professor der Physik und Direktor des Physikalischen Instituts gelehrt und gewirkt hat, Franz Richarz. Mit ihm ist wieder einer der Physiker dahingegangen, die noch unmittelbar aus der Schule und Denkweise des Meisters der Physik, H. v. Helmholtz, hervorgegangen sind.

Franz Richarz, geb. am 15. Oktober 1860 in Endenich bei Bonn a. Rh., hat das große Glück gehabt, gerade in den für das ganze Leben so entscheidenden Jahren der wissenschaftlichen Ausbildung unter dem Einfluß der hervorragendsten Männer seiner Zeit zu stehen. Seine Studienzeit verbrachte er zunächst in seiner Vaterstadt Bonn, wo er durch Clausius und Kékulé in die Wissenschaft eingeführt wurde. Dann ging er nach Berlin, wo er in jene Glanzzeit physikalischer und mathematischer Forschung kam, als dort G. Kirchhoff, Helmholtz und Kummer lehrten. Als junger Doktor nahm er dann auch an dem damals unter der anregenden Leitung von A. Kundt stehenden Physikalischen Colloquium teil.

Es ist für Richarz stets charakteristisch gewesen, daß er in gleicher Weise die experimentelle wie die theoretische Physik beherrschte und pflegte. Ähnlich wie bei H. Hertz wechseln bei ihm in bunter Reihenfolge experimentelle und theoretische Arbeiten ab.

Seine erste, eine experimentelle Arbeit, entstand auf Anregung und unter Leitung von Helmholtz im Berliner Physikalischen Institut. Sie hat die Bildung von Ozon, Wasserstoff-

superoxyd und Überschwefelsäure bei der Elektrolyse verdünnter Schwefelsäure zum Gegenstand.

Er promovierte mit dieser Arbeit am 18. November 1884 in Berlin.

In jene Zeit fällt bereits der Beginn jener Arbeit, die seinen Namen für alle Zeit in der Physik unvergänglich gemacht hat, die Bestimmung der Gravitationskonstante mit der Wage. Diese Arbeit, die er zuerst mit Arthur König, dann mit Otto Krigar-Menzel zusammen ausführte, hat ihn nicht weniger als 12 Jahre, 1884—1896, beschäftigt. Durch Anwendung einer glücklich ausgesonnenen Anordnung war es hierbei möglich, eine wesentlich größere Genauigkeit zu erreichen, als bei den früheren Messungen mit der Wage. Sie ist mit Unterstützung der Berliner Akademie der Wissenschaften und des Kriegsministeriums, das die Kasematten in Spandau zur Verfügung stellte, ausgeführt. Die Schwierigkeiten, zum Teil unvorhergesehener Art, waren außerordentlich groß; es bedurfte großen Geschickes und großer Sorgfalt und Geduld, sie alle zu überwinden. Dafür sind denn auch der so gewonnene Wert der Gravitationskonstanten und der mittleren Erddichte wohl die zuverlässigsten, die wir zurzeit besitzen.

Neben dieser Arbeit sind in jener Zeit nun noch eine große Reihe wichtiger sowohl experimenteller wie theoretischer Arbeiten entstanden. Von ersteren seien zunächst diejenigen erwähnt, welche die Messung der elektromotorischen Gegenkraft der Polarisation in verdünnter Schwefelsäure zum Gegenstand haben. Sie zeigen, daß die Erwärmung des Elektrolyten bei großer Stromdichte sehr zu beachten ist; diese kann bis zum Sieden des Elektrolyten und damit plötzlicher starker Stromminderung durch Bildung einer Dampfhülle führen — ein Vorläufer des Wehneltunterbrechers.

Vor allem aber ist seiner mit R. v. Helmholtz ausgeführten Abhandlung über das Dampfstrahlphänomen zu gedenken. In jener Arbeit wird mit Bestimmtheit auf den kondensationsbildenden Einfluß von Ionen auf den Dampfstrahl hingewiesen. Verstärkte Kondensation tritt danach stets ein, wenn in der Nähe durch chemische oder elektrische Prozesse freie Ionen geschaffen werden. Der Dampfstrahl kann direkt sehr oft als Reagens auf freie Ionen dienen.

Unter den theoretischen Arbeiten jener Zeit ragen besonders zwei hervor, die zum Teil in Bonn entstanden sind, wo er sich habilitiert hatte; die eine: „Die elektrischen und magnetischen Kräfte der Atome" schüttet ein wahres Füllhorn origineller und weittragender Gedanken aus. Es wird darin nach einer Berechnung der Größe des elektrischen Elementarquantums, dessen Existenz Helmholtz aus den Gesetzen der Elektrolyse erschlossen hatte, gezeigt, wie die Vorstellung der Helmholtzschen elektrochemischen Theorie an einer Reihe von physikalischen Erscheinungen quantitative Bestätigung findet, z. B. in der Größe der Dissoziationswärme, der Periode der Eigenschwingungen von Molekülen, insofern sie als rotierende Dipole betrachtet werden können, dann vor allem beim Magnetismus. Richarz stellt hier als erster die Vorstellung auf, daß die Ampèreschen Molekularströme auf rotierende Elektronen zurückzuführen sind und zeigt, wie man hieraus für die Größe der magnetischen Sättigung bei Eisen Werte erhält, welche in der Größenordnung durchaus im Einklang mit der Erfahrung sind. Es ist für Richarz eine besondere Freude gewesen, daß es ihm vergönnt war, gerade an Gedanken des großen von ihm innig verehrten Meisters Helmholtz anzuknüpfen und ihre Bedeutung und Fruchtbarkeit darzutun.

Als zweite seiner theoretischen Arbeiten sei ferner vor allem seine Erklärung des Gesetzes von Dulong und Petit, insbesondere auch der Abweichungen von diesem hervorgehoben. In Anknüpfung an Boltz-

mannsche Überlegungen zeigt er, daß das Gesetz mit dem bekannten Zahlenwert der Atomwärme 6,4 erfüllt sein muß, wenn die Zentren der Atome bei der Wärmebewegung sich von ihrer Normallage nur um Strecken entfernen, die klein sind gegen die Abstände von den Nachbaratomen. Abweichungen sind hiervon zu erwarten mit sinkender Temperatur und — falls Atomgewicht und Atomvolumen gleichzeitig klein sind — in voller Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Die neuen Überlegungen von Einstein hierüber, die von der Quantentheorie ausgehen, hat er vollständig anerkannt, betont jedoch mit Recht, daß neben diesen Einsteinschen Gedanken auch die von ihm hervorgehobenen Einflüsse bei jeder Theorie der spezifischen Wärme fester Körper zu beachten und in Rechnung zu setzen sind.

1895 wurde Richarz als ordentlicher Professor der Physik und Direktor des physikalischen Instituts nach Greifswald berufen, wo er 6 Jahre geblieben ist. Auch diese Greifswalder Zeit ist reich an wissenschaftlichen Arbeiten, die er teils selbst, teils mit seinen Schülern verfaßt hat.

Er zeigte, um nur einiges zu nennen, daß Röntgenstrahlen das Dampfstrahlphänomen auslösen. Mit W. Ziegler zusammen arbeitete er die so anschauliche Demonstration der oszillatorischen Entladung eines Kondensators mittels der Braunschen Röhre aus; mit demselben maß er direkt die Temperatur im Elektrolyten an den Elektroden bei großer Stromdichte. Sein Schüler Löwenherz maß auf seine Veranlassung die Temperatur der Luft in auf- und absteigenden Luftströmen im Raum des Laboratoriums und zeigte die Richtigkeit der Theorie des konvektiven Gleichgewichtes in der Atmosphäre.

Als er 1901 dem Ruf an die Universität Marburg folgte, erwartete ihn hier die große Aufgabe, den physikalischen Unterrichts- und Lehrbetrieb in wesentlich größere moderne Verhältnisse überzuführen und umzugestalten. Mit großem Eifer und vollem Erfolg hat er sich dieser schweren zeitraubenden Arbeit gewidmet. Dank seiner Initiative erfreut sich heute die Universität Marburg des Besitzes eines der größten modernen physikalischen Institute Deutschlands. Das Neue Physikalische Institut ist gerade vor dem Kriege im wesentlichen fertig gestellt. Es ist ein tragisches Geschick, daß es Richarz nicht mehr vergönnt war, nun jetzt nach dem Kriege die Jahre zu erleben, in denen es so recht seiner Bestimmung dienen sollte.

Eine reiche wissenschaftliche Tätigkeit in Lehre und Forschung hat Richarz hier in Marburg neben dieser organisatorischen Tätigkeit entfaltet. Zeugnis davon gibt die außerordentlich stattliche Reihe von Dissertationen, die im Laufe dieser 19 Marburger Jahre im Physikalischen Institut entstanden und den verschiedensten Gebieten der Physik entnommen sind.

Eine größere Gruppe ist der Erforschung der merkwürdigen Heuslerschen Legierungen gewidmet, denen Richarz seit ihrer Entdeckung das größte Interesse entgegenbrachte. Andere befassen sich mit der Prüfung der Richarzschen Erklärung des Gesetzes von Dulong und Petit und ihres weiteren Ausbaues; wieder andere Arbeiten sind den Grundfragen der Maxwellschen Theorie gewidmet, dem Nachweis der elektrostatisch ponderomotorischen Wirkung der Induktion, der magnetischen Wirkung der dielektrischen Verschiebungsströme. Der Raum verbietet, auf Einzelheiten einzugehen; es war ein reiches wissenschaftliches Leben, das durch Richarz in Marburg in der Physik geschaffen wurde. Aber auch auf die Nachbargebiete erstreckte sich sein Interesse; namentlich war es die Meteorologie, die er auf jede Weise pflegte und zu fördern suchte. Seinen äußeren Ausdruck fand dieses lebhafte Interesse in der Gründung des Kurhessischen Vereins für Luftfahrt, dessen Vorsitzender er bis zu seinem Tode war. Unermüdlich hat er als solcher

den Verein und seine Ziele auf jede Weise zu fördern gesucht.

Besonderen Dank schuldet ihm die Physik für die Herausgabe der Vorlesungen von Helmholtz über die Theorie der Wärme, eine nicht leichte Aufgabe, die er glänzend gelöst hat. Die glückliche Gabe anschaulicher Darstellung, die Richarz in hohem Grade besaß, zeigt sich in hellem Licht in seinem Buche: Maxwellsche Theorie verknüpft mit der Elektronentheorie, das aus Vorträgen in Oberlehrerkursen und einer Vorlesung entstanden ist. Es ist in hervorragender Weise geeignet, in die nicht ganz leichten Gedankengänge dieser Theorien einzuführen. Den gleichen Vorzug leichter Faßlichkeit haben seine für einen weiteren Kreis bestimmten „Neuere Fortschritte der Elektrizität".

Die Vielseitigkeit seiner Interessen zeigte sich besonders bei der Gestaltung des von Drude und ihm begründeten Gießen-Marburger Colloquiums, wo er stets darauf bedacht war, neben physikalischen Vorträgen auch möglichst zahlreich solche aus den Nachbargebieten zu gewinnen.

Wie seine vielen Schüler stets dankbar ihres nun dahingegangenen Lehrers, der vielen Anregungen aller Art, die er ihnen gab, und seines gütigen freundlichen Wesens gedenken werden, so wird auch in der Physik, die ihm so Vieles verdankt, sein Name nicht vergehen. Sein Werk wird sein Andenken bei uns für immer lebendig halten.

F. A. Schulze.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Messungen der Ionisation und Ionenbeweglichkeit bei Luftfahrten.

Von Albert Wigand.

(Vorgetragen in der Sitzung der D. Phys. Gesellschaft zu Nauheim am 22. Sept. 1920, sowie in der Sitzung der D. Meteorol. Gesellschaft zu Leipzig am 6. Okt. 1920. Kurzer Auszug: diese Zeitschr. **21**, 571, 1920.)

1. Einleitung.

Es soll im folgenden ein vorläufiger Bericht gegeben werden über eine Reihe von luftelektrischen Freiballonfahrten und Flugzeugaufstiegen, die ich gemeinsam mit Herrn H. Koppe zum Studium der Ionisation kurz vor dem Kriege begonnen und dann im Jahre 1919 wieder aufgenommen habe. Nachdem bei früheren Halleschen Ballonfahrten die Leitfähigkeit[1]) und das Potentialgefälle[2]) bis zu Höhen von 9000 m gemessen worden waren, erschienen mir, in Anbetracht der widerspruchsvollen Ergebnisse der älteren Beobachtungen über die Ionisation in der freien Atmosphäre, neue Untersuchungen über diese Frage wünschenswert, und zwar Messungen von Ionengehalt, Unipolarität und Ionenbeweglichkeit. Nur auf diesem Wege wird man wohl auch den noch ungelösten Grundfragen der luftelektrischen Forschung beikommen können, nämlich der Bildung und Aufrechterhaltung des elektrostatischen Erdfeldes sowie der Entstehung der Gewitterelektrizität.

Während über die Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe kein Zweifel besteht, sind die von den verschiedenen früheren Beobachtern gefundenen Ergebnisse für die vertikale Änderung der Ionisation (räumliche Ladungsdichte, Ionengehalt) in der freien Atmosphäre nicht miteinander und mit der bekannten Wirkung der in Betracht kommenden Ionisatoren in Einklang zu bringen. Wir sehen ab von den älteren, im Ballon ausgeführten Zerstreuungsmessungen ohne Sättigungsstrom und Aspiration (Ebert, Lutz, Linke), sowie von Ionisationsmessungen im Gebirge (Conrad, Kähler, Knoche, Dember, Dorno, Gockel), bei denen sich im allgemeinen eine Zunahme des Ionengehaltes mit der Höhe ergab, jedoch örtlich stark beeinflußt. Berücksichtigt man also nur die Freiballonmessungen mit Aspirationsapparaten vom Typus des Ebertschen, so fand

1) A. Wigand, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **16**, 232, 1914.
2) E. Everling, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **16**, 240, 1914.

Gerdien[1]) im allgemeinen keine sichere Zunahme des Ionengehalts mit der Höhe bis zu 7100 m; in einzelnen, meteorologisch besonders gekennzeichneten Schichten (oberhalb einer Dunstschicht) wurde zwar Zunahme, jedoch gelegentlich auch Abnahme nach oben festgestellt, wobei sich die Ionen beider Vorzeichen mitunter grundsätzlich verschieden verhielten. Lüdeling[2]), Lutz[3]) und Gockel[4]) dagegen stellten in größerer Höhe, oberhalb der unteren Wolken, eine eindeutige Zunahme des Ionengehalts fest. Man bekommt den Eindruck, daß diese Verschiedenheiten in erster Linie auf den Einfluß der meteorologischen Beschaffenheit der betreffenden Schichten zurückzuführen sind, vielleicht aber auch in Unvollkommenheiten der Methodik ihre Ursache haben. Es ist daher zu erwarten, daß durch Weiterbildung der Versuchsmethoden und besonders durch neue Untersuchungen mit genauer Beachtung der zugehörigen meteorologischen Elemente eine Klärung der Frage eintreten wird. Und um den Einfluß dieser Elemente möglichst einfach übersehen zu können, ist eine weitgehende Herabsetzung der Versuchsdauer angebracht, damit nicht während der Messungen durch wesentliche Änderung der Höhe oder der Eigenschaften der Luftschicht (z. B. Wolkenbildung) Komplikationen eintreten können.

Für die Beweglichkeit der Ionen fand Gerdien[5]), daß sie mit der Höhe stärker zunimmt, als umgekehrt proportional dem Luftdruck. Auch dieses Ergebnis verdient nachgeprüft und auf seine Ursachen untersucht zu werden, wozu gleichzeitige Messung von Ionengehalt und Leitfähigkeit geeignet und möglichst kurze Beobachtungszeit erforderlich ist.

Sieht man ab von Änderungen der Ionenadsorption und Wiedervereinigung mit der Höhe, so läßt die derzeitige Kenntnis der in der Atmosphäre wirksamen Ionisatoren erwarten, daß die Ionisation beim Aufsteigen durch die untersten 1—2 km der freien Atmosphäre abnimmt, darüber aber nach oben wächst. Denn in der freien Atmosphäre hat der Gehalt der Luft an der hauptsächlich für die unteren Schichten als Ionisator in Frage kommenden Radium-Emanation und ihren kurzlebigen Zerfallsprodukten im Mittel bereits in rund 1,2 km Höhe nur noch die Hälfte des Betrags am Boden[1]). Und auch die durchdringende Strahlung nimmt bis etwa 1 km Höhe ab, um dann aber in größerer Höhe stark zu wachsen[2]). Außer diesen Ionisatoren und dem wegen seiner Langlebigkeit in allen Höhen praktisch gleichmäßig verteilten Radium D[1]) mit seinen Zerfallsprodukten kommen andere Ionisatoren, auch die Sonnenstrahlung, normalerweise in der Troposphäre wohl nicht erheblich in Betracht.

1) H. Gerdien, Göttinger Nachr. 1903, S. 383; 1904, S. 277; diese Zeitschr. **4**, 632, 1903.
2) G. Lüdeling, Illustr. aeronaut. Mitt. **7**, 321, 1903.
3) K. W. Lutz, Diss. München, Technische Hochschule, 1904, S. 91—95.
4) A. Gockel, diese Zeitschr. **11**, 280, 1910.
5) H. Gerdien, l. c.

2. Methodik der Messungen.

a) Im Ballon. Durch die Verwendung von zwei Ebertschen Ionenzählern und einem Leitfähigkeitsapparat nach dem Prinzip des Gerdienschen wurde es uns möglich, im Ballon in längstens 7 Minuten gleichzeitige Werte des Ionengehaltes und der Leitfähigkeit und damit der Beweglichkeit für positive und negative Ionen zu bestimmen. Während dieser Zeit hielt sich der Ballon fast stets ohne Ballastabgabe in gleicher Höhe. Meist konnte in länger dauernden Gleichgewichtslagen eine größere Zahl von Einzelversuchen hintereinander ausgeführt werden. Bei früheren Beobachtern war ein Vielfaches dieser Zeit zur Ausführung der gleichen Messungen erforderlich, und ohne Gleichzeitigkeit für beide Vorzeichen.

Die beiden Ionenzähler[3]) waren vom neuen Typ der Firma Günther & Tegetmeyer, mit 40 cm langem, senkrechtem Kondensatorrohr und Wulfschem Zweifadenelektrometer (Empfindlichkeit etwa 1 Skt. für 1,7 Volt). Das benutzte Spannungsintervall war 214 bis 80 Volt. Die Gesamtkapazität von Elektrometer plus Kondensator betrug für die beiden Instrumente 20,0 und 23,9 cm. Das eine wurde stets mit positiver, das andere mit negativer Aufladung verwendet. Kontrollversuche mit gleicher Aufladung beider Instrumente ergaben keine merkliche Abweichung gleichzeitiger Messungen. Die Versuchsdauer lag zwischen $3^1/_2$ und 7 Minuten, die geförderte Luftmenge war rund 1,4 Liter pro Sekunde. Bei der ersten der 4 Ballonfahrten benutzten wir nur einen Ionenzähler mit abwechselnd positiver und negativer Aufladung und einer Versuchsdauer von 10 bis 15 Minuten.

Der als Korrektion zu berücksichtigende Ladungsverlust der Elektrometer bei abgestelltem Luftstrom (Isolationsprobe) war im Ballon meist so gering, daß er vernachlässigt werden konnte. Am Boden morgens vor dem Aufstieg bewirkte die hohe Luftfeuchtigkeit häufig eine so schlechte

1) V. F. Hess und W. Schmidt, diese Zeitschr. **19**, 109, 1918.
2) W. Kolhörster, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **15**, 1111, 1913; **16**, 719, 1914.
3) In dankenswertem Entgegenkommen uns leihweise überlassen von den Herren Abderhalden und Berndt.

Isolation, daß nur wenige Versuche gelangen, deren Zuverlässigkeit, mit den Ballonbeobachtungen verglichen, als wesentlich geringer einzuschätzen ist.

Die beiden Ionenzähler wurden im Ballon auf den Deckeln ihrer Transportkästen festgeschnallt und auf den zwei Ecken einer Schmalseite des Korbrandes aufgestellt, so daß sie bequem von einem Beobachter gemeinsam bedient werden konnten.

Der Leitfähigkeitsapparat hatte annähernd dieselben Abmessungen des Kondensators wie der Gerdiensche[1]) und war ausgestattet mit einem Wulfschen Zweifadenelektrometer und einem von Hand betriebenen, achtflügeligen Ventilator, der auch ohne Querdrahtnetz einen genügend gleichmäßig verteilten Luftstrom erzeugte. Die richtige Ventilationsgeschwindigkeit für die verwendete Aufladespannung und die erreichten Ballonhöhen wurden durch Laboratoriumsversuche ausprobiert.

Die Empfindlichkeit des Elektrometers betrug etwa 1,6 Volt für 1 Skt., die Gesamtkapazität des Elektrometers plus Kondensator 9,70 cm. Das benutzte Spannungsintervall war 151 bis 57 Volt. Als Versuchsdauer genügten am Boden und in den unteren Luftschichten 2 bis 3 Minuten, in 3 bis 4 km Höhe 1 bis $1^1/_2$ Minuten, so daß während eines Versuchs mit den beiden Ionenzählern mehrere Leitfähigkeitsmessungen mit Wechsel des Vorzeichens der Aufladung vom anderen Beobachter ausgeführt werden konnten. Der Apparat war auf einer Ecke des Korbrandes festgemacht.

Die Isolation des Elektrometers für sich wurde während der Fahrten kontrolliert und nötigenfalls durch Abzug des Ladungsverlustes vom beobachteten Zerstreuungswerte berücksichtigt. Korrektionen wegen der Abweichung der Feldverteilung im Inneren des Kondensators von der theoretisch angenommenen einfachen Form, sowie wegen radioaktiven Beschlags im Kondensator sind vorläufig nicht angebracht worden.

Zur Ausgleichung von Eigenladungen des Ballons und zur Erzielung einer definierten Gestaltung des elektrischen Feldes um den Ballon derart, daß an der Meßstelle im Korb das Feld praktisch gleich null ist, wurde, wie bei unseren früheren luftelektrischen Fahrten, ein schnell tropfender Gummisack mit Chlorcalcium- oder Kochsalzlösung und ferner ein Platinblech mit frischem Radium F-Belag außen am Ballonkorbe angebracht. Der Referenzpunkt dieser Kollektoren lag in der Höhe des Korbbodens. Ballonkugel, Takelung und Korb wurden durch Überziehen mit zahlreichen dünnen Drähten zu einem einheitlichen Leiter gemacht.

Für die meteorologischen Messungen wurden geprüfte Aneroide, Barographen und Aspirations-Psychrometer benutzt. Zur Entlastung der Beobachter von den Ablesungen dieser Instrumente, sowie zur sicheren Interpolation für die durchfahrenen Schichten diente bei der zweiten und vierten Fahrt ein Marvin-Bungescher Drachenmeteorograph, der seitlich einige Meter vom Korbe entfernt in Korbhöhe frei mit senkrechtem Ventilationsrohr hing und durch ein kleines, elektrisch angetriebenes Flügelrad so ventiliert wurde, daß beim Steigen des Ballons der natürliche Luftstrom den Ventilatorstrom verstärkte. Auch auf visuelle meteorologische Beobachtungen, besonders von Wolken und Dunst, legten wir Wert.

b) Im Flugzeug. Luftelektrische Ballonbeobachtungen bedürfen meist längerer Beobachtungszeiten und haben daher den unvermeidlichen methodischen Nachteil, daß sie nur in bevorzugten Schichten, in denen sich der Ballon eine Zeit lang von selbst im Gleichgewicht hält, ausgeführt werden können. Solche Stabilitätsschichten sind immer durch geringe Temperaturabnahme nach oben, durch Isothermie oder Temperaturinversion ausgezeichnet. Für andere Schichten gelingt es im Ballon nur vereinzelt, luftelektrische Beobachtungen zu gewinnen.

Das Flugzeug dagegen ermöglicht als Träger luftelektrischer Instrumente mit subjektiver oder besser noch registrierender Beobachtung gleichmäßig für jede durchstiegene Schicht brauchbare Messungen. Will man die im Ballon verwendeten Beobachtungsmethoden für Ionisation und Leitfähigkeit mit geeigneten Änderungen auf das Flugzeug übertragen, so wird man zwar auch hier in vielen Fällen den Aufstieg stufenförmig gestalten müssen, kann aber in jeder gewünschten Höhenlage, unabhängig von der vertikalen Temperaturverteilung und der durch sie bedingten Stabilität der Schichtung, so lange horizontal fliegen, als die Beobachtungen dauern sollen. Werden hingegen Methoden verwendet, durch die man Momentanwerte der Ionisation und Leitfähigkeit erhält, was mit Benutzung der starken, im Flugzeuge zur Verfügung stehenden Aspiration ausführbar ist, so genügt ein einfacher Aufstieg ohne Stufen, um lückenlose Beobachtungen in allen durchflogenen Schichten durchführen zu können. Das Flugzeug gestattet es daher, im Gegensatz zum Freiballon, mit dem man nur Stichproben bekommt, durch regelmäßige Terminaufstiege von kurzer Dauer über einem bestimmten Orte eine vollständige und systematische luftelektrische Erforschung

1) H. Gerdien, Göttinger Nachr. 1905, S. 240; diese Zeitschr. **6**, 800, 1905.

der Atmosphäre schon jetzt bis zur Grenze der Troposphäre, bald wohl auch darüber hinaus, einzuleiten. Andere luftelektrische Messungen, wie Potentialgefälle, durchdringende Strahlung und Gehalt der Luft an radioaktiven Substanzen, lassen sich analog im Flugzeug durchführen.

Die bisher von mir gemeinsam mit Herrn Koppe im Flugzeug ausgeführten Versuche beschränken sich, da eine Fortsetzung wegen des darniederliegenden deutschen Flugwesens zur Zeit nicht möglich ist, einerseits auf die Anpassung eines Ebertschen Ionenzählers an das Flugzeug und eine Anzahl Versuchsflüge mit subjektiver Ablesung zur Erprobung dieser Methode; die beiden letzten dieser Flüge ergaben bis zu Höhen von 4,3 und 5,2 km befriedigende zeitliche Mittelwerte für den Ionengehalt. Andererseits habe ich neue Methoden zur Gewinnung von Momentanwerten der Ionisation und Leitfähigkeit im Flugzeuge durch Strommessung konstruktiv und mit Laboratoriumsversuchen vorbereitet.

Das Wulfsche Zweifadenelektrometer ist im Flugzeuge bei guter elastischer Aufhängung hinreichend gegen die Erschütterungen unempfindlich, wenn man seine übliche Meßempfindlichkeit durch stärkere Fadenspannung auf etwa 5 Volt für einen Skt. herabsetzt. Die Vibrationen äußern sich dann nur in einer geringfügigen Verbreiterung der Fäden, so daß auch photographische Registrierung möglich sein wird.

Unter Hinweis auf die in anderen Veröffentlichungen mitgeteilte ausführlichere Beschreibung der Flugzeugmethodik[1]) mit dem Ebertschen Ionenzähler seien hier nur mit einigen Erläuterungen die Fig. 1—3 wiedergegeben: das Forschungsflugzeug als Ganzes (eine C-Maschine Maybach-Rumpler von 260 PS bester Steigfähigkeit), sodann ein Blick abwärts von hinten auf den als Beobachtungsraum eingerichteten Beobachtersitz und den Führersitz, schließlich eine Skizze der Einrichtung des Beobachtungsraumes im Aufriß.

Der Ebertsche Ionenzähler mit dem Wulfschen Elektrometer E (Fig. 3) von 20,0 cm Gesamtkapazität wurde im Beobachterraum des Flugzeugs mit dem 40 cm langen Kondensator-Zylinder Z nach unten, durch Stahlspiralen und Gummizüge nach allen Seiten gefedert aufgehängt. Der vom Fahrtwind erzeugte und durch den Verschluß V regulierbare Luftstrom tritt unter dem Rumpf, genügend weit entfernt von den Abgasen des Motors, durch ein nach vorn umgebogenes, mit dem Zylinder Z verbundenes Rohr R ein. Der Zerstreuungsstab St wird durch ein kleines Bernsteinstück J an seinem freien

Fig. 1. Hallesches Forschungsflugzeug.

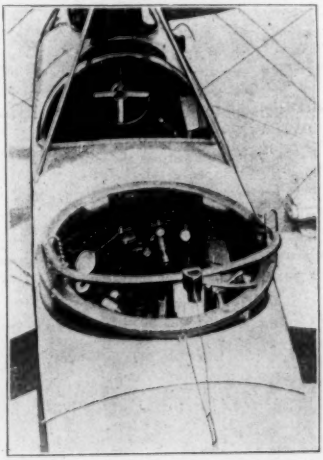


Fig. 2. Beobachtungsraum des Flugzeugs.

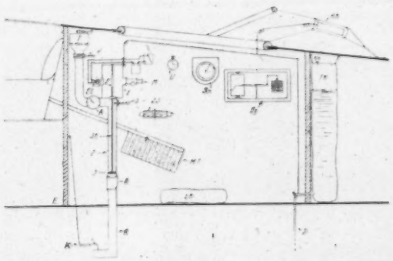


Fig. 3. Einbau der Instrumente im Beobachtungsraum des Flugzeugs.

[1]) A. Wigand, Die Naturwissenschaften 7, 487, 1919; Luftfahrt 1920, S. 8; H. Koppe, Illustr. Flugwelt 1. Heft 9, 1919; A. Wigand und H. Koppe, Beitr. z. Physik d. fr. Atmosphäre 1921.

Ende auch bei stärkeren Erschütterungen zentrisch im Zylinder gehalten.

Zur Ausgleichung von Eigenladungen des Flugzeuges wurde ein Gummisack mit Chlorcalciumlösung als Tropfkollektor TK mit Spritzdüse D und außerdem ein kräftiger Radium F-Kollektor RK angebracht, da es noch nicht feststeht, ob die Ausgleichswirkung der Verbrennungsgase des Motors hinreichend ist und nicht vielmehr durch den Motor während des Fluges eine Aufladung des Flugzeuges eintritt.

Die Ventilationsstärke im Kondensator wurde zwar gegenüber der bei der gewöhnlichen Verwendung des Ionenzählers üblichen erheblich gesteigert (Fördermenge bis nahezu 10 Liter pro Sekunde), jedoch nicht über die bei der verwendeten Höhe der Aufladung (205 bis 43 Volt) und der Dimensionierung des Kondensators für Sättigungsstrom zulässige Grenze, was wir durch besondere Versuche im Laboratorium mit Variierung der Ventilationsstärke kontrollierten.

Die Versuchsdauer im Flugzeug für die Messung des Ionengehalts eines Vorzeichens betrug 5 bis 6 Minuten bei konstanter Flughöhe. Für mehrere Versuche hintereinander mit Wechsel des Vorzeichens der Aufladung ließ sich die Höhenstufe entsprechend länger einhalten. Mit einem zweiten Ionenzähler konnten während des Aufstiegs Vergleichsbeobachtungen am Boden ausgeführt werden.

Zur gleichzeitigen Registrierung der meteorologischen Elemente (Luftdruck, Temperatur, relative Feuchtigkeit) beim Fluge wurden außer dem nur zur Orientierung und Kontrolle des Einhaltens der konstanten Höhenstufe bestimmten, im Beobachterraum hängenden Aneroid Bm und dem Barographen Bg zwei für das Flugzeug eingerichtete Meteorographen an den äußeren Stielpaaren in erprobter Aufhängungsart[1]) angebracht (Fig. 1). Visuelle Beobachtungen über luftelektrisch wichtige meteorologische Erscheinungen wie Wolken und Dunst konnten vom Beobachter nebenbei gemacht werden. Während des Fluges wurden außerdem am Aufstiegsplatz neben den meteorologischen Stationsbeobachtungen auch Höhenwindmessungen mit Pilotballonen angestellt.

3. Beobachtungsergebnisse.

In den beiden Tabellen werden die Beobachtungsergebnisse von 4 Ballonfahrten und 2 Flugzeugaufstiegen durch Zusammenstellung der Mittelwerte mitgeteilt. Die Fig. 4—7 zeigen übersichtlich in einheitlichem Maßstab den bei diesen Luftfahrten gefundenen vertikalen Verlauf von Leitfähigkeit, Ionengehalt und Beweglichkeit im Zusammenhang mit den meteorologischen Elementen. Aus den beim Luftdruck b mm Q. S. beobachteten Werten der Leitfähigkeit λ_+ und des Ionengehaltes E_+ wurde die Beweglichkeit v_+ berechnet: $\lambda_+ = E_+ \cdot v_+$. Die auf Atmosphärendruck reduzierte Beweglichkeit ist: $v'_+ = \frac{b}{760} \cdot v_+$. Von einer Berechnung der Ionenzahl n_+ aus dem als Ladung pro m³ angegebenen Ionengehalt $E_+ = n_+ \cdot e$ wurde vorläufig abgesehen, da für die hierzu einzusetzende Ionenladung e die noch immer nicht unerhebliche Unsicherheit der Größe des Elementarquantums sowie auch die Möglichkeit mehrfacher Ionenladung in Betracht zu ziehen wären.

Die wesentlichsten luftelektrischen Ergebnisse der einzelnen Aufstiege seien kurz hervorgehoben:

1. Freiballonfahrt (Fig. 4), 11—12. Juli 1914. Wetterlage antizyklonal mit Gewitterbildung. Messungen nachts und bis 2 Stunden nach Sonnenaufgang; keine merkliche Wirkung der Sonnenstrahlen auf die Ionisation. Zunahme von E_+ und E_- mit der Höhe oberhalb der

Flugzeugaufstiege.

Zeit h	Zeit m	Seehöhe H m	Luftdruck b mm	Temp. $t°$ C	relat. Feucht. K Proz.	Ionengehalt ESE pro m³ E_+	E_-	$E_+ + E_-$	$E_+ - E_-$	$E_+ E_-$	Bemerkungen
11ʰ	50′	5200	395	— 15,8	61	1,143	—				1. Aufstieg (Halle a. S.) 23. Juli 1919. Beobachter K.
12ᵖ	1′							2,056	+ 0,200	1,23	
12	5′	5200	395	— 15,8	61	—	0,943				
	11′										
	16′	3300	506	— 5,0	77	—	0,678	—	—	—	
	21′										
10ʰ	01′	4300	448	— 10,3	67	—	0,842	—	—	—	2. Aufstieg (Halle a. S.) 24. Juli 1919. Beobachter W.
	5′										

1) A. Wigand und A. Wienecke, Beitr. z. Physik d. fr. Atmosph. 1921.

Freiballonfahrten.

Zeit h	m	Seehöhe H m	Luftdr. b mm	Temp. ϑ C	Dampfdr. e mm	rel. F. R Proz.	Leitfähigkeit ESE $\cdot 10^4$ λ_+	λ_-	$\lambda_+ + \lambda_-$	λ_+ / λ_-	Ionengehalt ESE pro m³ E_+	E_-	$E_+ + E_-$	$E_+ - E_-$	E_+ / E_-	Beweglichkeit cm/sek : Volt/cm v_+	v'_+	v_-	v'_-	$v_+ + v_-$	Bemerkungen
10p	50	85	760	20,5	13,6	77	0,694	0,755	1,449	0,92	0,264	0,425	0,689	— 0,161	0,62	2,63	2,63	1,77	1,77	1,49	1. Fahrt.
11	30																				(Bitterfeld.) In Dunstschicht
12a	25	240	746	19,2	13,4	81	0,528	1,086	1,614	0,49	0,202	0,618	0,820	— 0,416	0,33	2,61	2,56	1,76	1,73	1,48	(ohne Ausgleichung.)
2	30																				
3	52	2180	591	7,9	7,2	92	1,358	1,421	2,779	0,96	0,205	0,442	0,647	— 0,237	0,46	6,63	5,16	3,22	2,50	2,06	In Cu-Höhe über Str. (Morgendämmerung.)
4	25																				
	40	3200	523	1,4	3,9	77	6,43	7, 02	13,45	0,92	0,745	—	—	—	—	8,64	5,95	—	—	—	Dunst, ⊙ 1–2. (4a 21
4	50																				Sonnenaufg. üb. Str-Bk.)
5	10	3870	481	—2,5	2,8	74	7,87	8, 07	15,94	0,98	0,861	1,380	2,241	— 0,519	0,62	9,14	5,79	5,85	3,70	1,56	Über StrCu, Dunst ⊙ 1–2.
6	10																				
	21	4100	467	—4,3	2,7	83	7,57	—	—	—	0,810	—	—	—	—	9,35	5,75	—	—	—	Aufst. Böen, CuNi üb. Ballonh., Dunst ⊙².
8	50																				
9	10	180	750	20,6	14,4	80	0,496	0,596	1,092	0,83	—	0,409	—	—	—	—	—	1,46	1,44	—	(Bretleben am Kyffhäuser.) Dunst.
8a	10																				
	39	85	768	14,3	11,3	92	0,49	0, 89	1,38	0,55	0,199	0,888	1,087	— 0,689	0,22	2,46	2,49	1,00	1,01	2,46	2. Fahrt
10	57																				(Bitterfeld.) Dunst, ⊙ 0–1.
11	34	1150	676	10,0	9,0	98	1,85	1, 74	3,59	1,06	0,715	0,289	1,004	+ 0,426	2,47	2,59	2,33	6,02	5,36	0,43	Zwischen 2 Str. ⊙ 1.
11	55																				
12p	9	1815	624	10,3	5,0	53	3,45	4, 12	7,57	0,84	0,581	0,555	1,136	+ 0,026	1,05	5,94	4,88	7,43	6,10	0,80	Über Str. ⊙ 2.
12	49																				
1	4	3430	513	2,0	2,6	50	6, 29	7, 06	13,35	0,89	1,046	0,850	1,896	+ 0,196	1,23	6,01	4,06	8,30	5,60	0,72	⊙ 2.
9a	28																				3. Fahrt.
	45	85	762	0,0	4,3	91	0,299	0,276	0,575	1,08	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(Bitterfeld.) Dunst, Str.
1p	27																				
	42½	2950	529	—10,0	0,8	40	4,51	5, 95	10,46	0,76	0,782	0,831	1,613	— 0,049	0,94	5,76	4,01	7,16	4,98	0,80	⊙² Nahe über schnell sich hebendem Str.
1	50																				
2	18	2950	529	—10,4	1,5	80	6,18	6, 28	12,46	0,98	0,885	0,834	1,717	+ 0,049	1,06	7,00	4,87	7,54	5,24	0,93	⊙² Vertikalböen.
7a	31																				4. Fahrt.
	45	85	754	0,7	4, 3	90	0,271	0,353	0,624	0,77	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(Bitterfeld.) ⊙ 0–1. In Dunstschicht.
10	18																				
	52	580	709	1,4	4, 4	87	1,007	1,251	2,258	0,80	0,173	0,254	0,427	— 0,081	0,68	5,82	5,43	5,00	4,66	1,16	⊙ 0–1.
11	25																				
	30	1625	623	3,0	0,68	12	3,69	4,78	8,47	0,77	0,735	0,770	1,505	— 0,035	0,95	5,02	4,12	6,21	5,09	0,81	⊙ 1.
12p	20																				
	58	2960	527	—4,5	0,61	19	7,32	7,25	14,57	1,01	0,885	0,837	1,722	+ 0,048	1,06	8,27	5,74	8,66	6,01	0,96	⊙ 1.
3	14																				
	32	100	752	3,5	5,0	85	0,620	0,553	1,173	1,12	0,230	0,200	0,430	+ 0,030	1,15	2,69	2,66	2,76	2,73	0,97	(10 km nordöstl. Braunschweig.) Dunst, ⊙ 0–1.

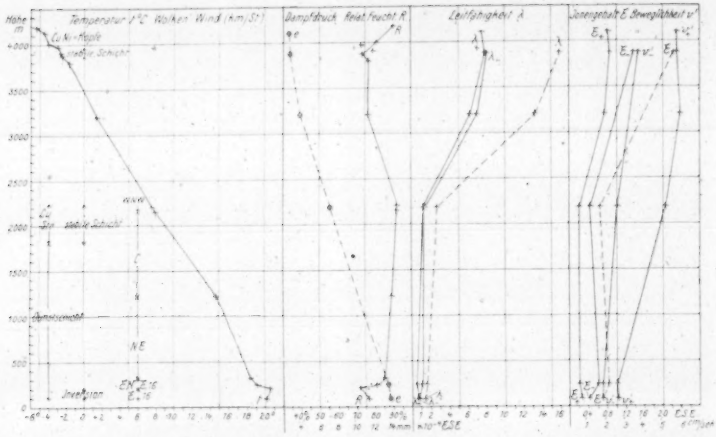


Fig. 4. Erste Ballonfahrt.

unteren Dunstschicht (über 2180 m Höhe). Allgemeine Zunahme von v_+' und v_-' mit der Höhe bei abnehmendem Dampfdruck und abnehmender Dunststärke; v_+' nahezu konstant in 2180 bis 4100 m Höhe. In jeder Höhenstufe ist $E_- > E_+$, $v_+' > v_-'$ und $\lambda_- > \lambda_+$. Die gleichzeitig gemessene Zahl der Kondensationskerne nimmt gleichmäßig ab von 30000 in cm^3 am Boden auf < 50 in 3900 m Höhe[1]).

2. Freiballonfahrt (Fig. 5), 5. Okt. 1919. Wetterlage antizyklonal. Zunahme von E_+ und E_- oberhalb der Wolken (1815—3430 m); E_- in 3430 m nicht größer als am Boden. Zunahme von v_+' und v_-' von der Bodendunstschicht an bis oberhalb der Wolken (1815 m). Darüber bei abnehmendem Dampfdruck geringe Abnahme von v_+' und v_-' mit zunehmender Höhe. In der Bodendunstschicht $E_- > E_+$ und $v_+ > v_-$; über dem unteren Str von 1150 m nach oben $E_+ > E_-$ und $v_- > v_+$.

3. Freiballonfahrt, 10. Dez. 1919. Wetterlage zyklonal. Messungen in 2950 m nahe über Str (Eiskristalle), der sich schnell hebt; Vertikalböen; Schicht nicht in luftelektrischem Gleichgewicht. E- und v-Werte von derselben Größenordnung wie bei den anderen Fahrten in gleicher Höhe. Zeitliche Zunahme von E und v; Einfluß des Dampfdruckes nicht ersichtlich. Kein erheblicher Unterschied von E_+ und E_-; $v_- > v_+$. Gleichzeitiges Potentialgefälle in 2950 m Höhe 15,7 Volt/m (nach Messungen von Hrn. W. Müller[2]).

1) A. Wigand, Ann. d. Phys. **59**, 713, 1919.
2) W. Müller, Diss. Halle 1920; Ann. d. Physik **63**, 611, 1920.

4. Freiballonfahrt (Fig. 6), 21. Februar 1920. Wetterlage zyklonal, am Rande eines Hochs. Über der Bodendunstschicht E_+ und E_- größer als in der Dunstschicht; darüber (1625 bis 2960 m Höhe) geringe Zunahme von E_+ und E_- ohne erheblichen Unterschied von E_+ und E_-. E-Werte bereits in 1625 m Höhe von derselben Größenordnung wie bei den anderen Fahrten in etwa 3 km. Zunahme von v_-' mit der Höhe bei abnehmendem Dampfdruck.

Flugzeugaufstiege (Fig. 7), 23. und 24. Juli 1919. Wetterlage antizyklonal, wenig verschieden an den beiden Tagen. Zunahme von E_- mit der Höhe von 3300 bis 5200 m. In 5200 m $E_+ > E_-$. E-Werte von derselben Größenordnung wie bei den Ballonfahrten in 3—4 km Höhe. Brauchbarkeit der Methode damit erwiesen.

4. Allgemeine Folgerungen.

Soweit aus den Ergebnissen dieser 6 Luftfahrten allgemeinere Folgerungen gezogen werden können, läßt sich folgendes sagen:

a) Ionisation. Der Ionengehalt für beide Vorzeichen nimmt nach seinem allgemeinen vertikalen Verlauf vom Boden bis 5,3 km Höhe zu, jedoch keineswegs gleichmäßig. In den untersten, durch Dunst und Wolken getrübten Luftschichten hat der Ionengehalt dieselben oder auch kleinere Werte als am Boden. Nahe oberhalb der Bodendunstschicht und der unteren Wolken in etwa $1^1/_2$ bis 3 km Höhe steigt der Ionengehalt auf ein Mehrfaches des am Boden gemessenen an, um alsdann lang-

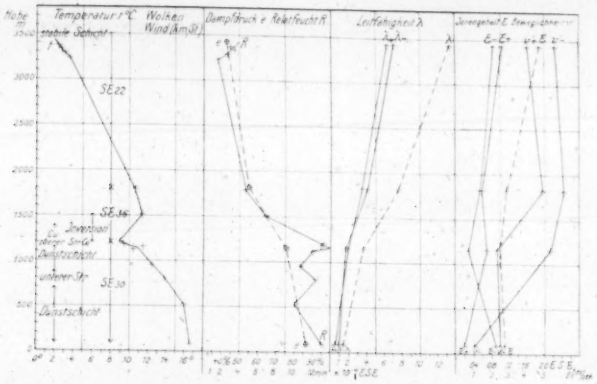


Fig. 5. Zweite Ballonfahrt.

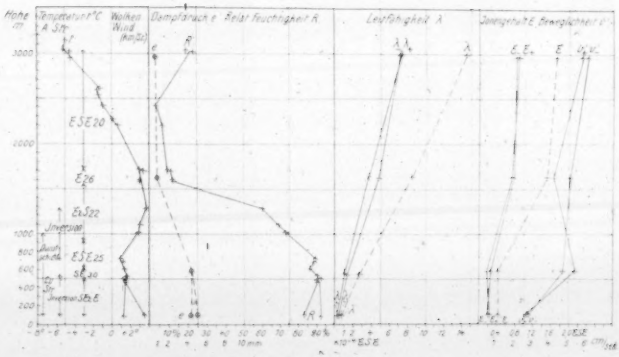


Fig. 6. Vierte Ballonfahrt.

samer mit der Höhe zu wachsen. Dieser Höhenverlauf steht im Einklang mit dem, was man über die vertikale Änderung der Wirkung der atmosphärischen Ionisatoren (radioaktive Substanzen und durchdringende Strahlung) weiß, und mit dem bekannten verstärkenden Einfluß, den Dunst und Wolken auf die Wiedervereinigung der Ionen ausüben.

Die Werte des Ionengehalts für bestimmte Höhen zeigen an verschiedenen Tagen merkliche Unterschiede. Ein einfacher Zusammenhang der Wetterlage hiermit und überhaupt mit dem vertikalen Verlauf des Ionengehalts ist nicht sicher erkennbar.

Ein allgemeiner auftretendes, typisches Überwiegen der Ionen eines Vorzeichens ist insofern festzustellen, als in der Höhe $E_+ > E_-$ die Regel zu sein scheint. In Einzelfällen bestehen verständliche Beziehungen der Unipolarität zu den Eigenschaften der Luftschichten; bei Gewitterlage war in allen Höhen $E_- > E_+$[1]), wobei die in größerer Zahl vorhandenen negativen Ionen stets geringere Beweglichkeit hatten als die positiven in derselben Höhe; jedoch wurde in allen Schichten $\lambda_- > \lambda_+$ gefunden.

Die bei Luftfahrten gemessene Unipolarität kann leicht gefälscht werden durch ein bei ausgeglichenem Luftfahrzeug nur an der Meßstelle herrschendes elektrostatisches Feld oder durch eine Eigenladung des ganzen Fahrzeugs. Als Kontrolle hierfür wird man die dauernde Beobachtung des Spannungsgefälles, das in der Nähe

1) In Übereinstimmung mit Messungen anderer Beobachter am Erdboden, z. B. A. Gockel, Luftelektrische Beobachtungen, Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturforsch. Ges. **54**, Abh. 1, S. 21, 1917.

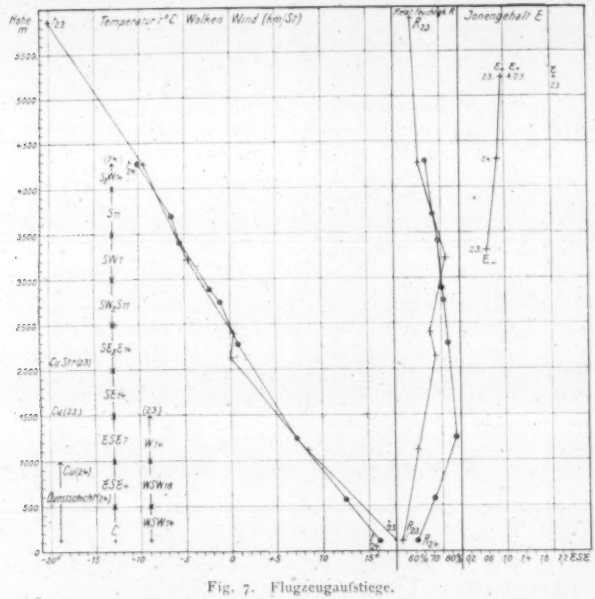


Fig. 7. Flugzeugaufstiege.

des Korbes praktisch verschwinden sollte, benutzen. Bei unsern Ballonfahrten bewirkten wir die Korbausgleichung in derselben Weise wie bei den früheren Halleschen luftelektrischen Fahrten mit Messung des Potentialgefälles[1]) und unterstützten die Wirkung des Tropfausgleichers noch durch ein kräftiges Radium F-Präparat an derselben Stelle des Korbes. Nach den Untersuchungen von Hrn. W. Müller[2]), der im künstlichen Felde und bei unserer dritten Ballonfahrt die Feldverteilung um einen derartig ausgeglichenen Ballon gemessen hat, ist anzunehmen, daß am Korbrande, wo die Apparate für Leitfähigkeit und Ionengehalt standen, das Feld durch Ausgleichung hinreichend klein gehalten wurde. Da die vollkommene Ausgleichung aber nicht dauernd kontrolliert wurde und daher in einzelnen Fällen vielleicht doch nicht ganz gesichert ist, so wird der quantitative Wert dieser Unipolaritätsbestimmungen nicht zu hoch einzuschätzen sein. Der Gesamtionengehalt $(E_+ + E_-)$ und die Gesamtleitfähigkeit $(\lambda_+ + \lambda_-)$ werden durch nicht zu große Fehler der Ausgleichung relativ weit weniger gefälscht als die polaren Einzelwerte, deren Unterschied, wenn er nicht gerade sehr klein ist, immerhin wenigstens qualitativ dem Vorzeichen nach richtig festgestellt sein dürfte.

Die Beobachtungen der ersten Ballonfahrt oberhalb der Bodendunstschicht in 3200 bis 4100 m Höhe bei Sonnenaufgang bis 2 Stunden danach zeigen, auch verglichen mit den Ergebnissen der anderen Aufstiege, daß ein Einfluß der Sonnenstrahlung auf die Ionisation in diesen Höhen nicht anzunehmen ist; der Aufstieg wurde zur Untersuchung dieses Einflusses als Nachtfahrt unternommen. Die für eine direkte Ionisierung der Luft in Frage kommenden kurzen Wellenlängen sind in dem in die Troposphäre eindringenden Sonnenultraviolett nicht merklich vorhanden[1]); das ultraviolette Sonnenspektrum bricht nach meinen Beobachtungen in 9 km Höhe wie am Boden nahezu bei der gleichen, viel größeren Wellenlänge (290 $\mu\mu$) schon ab. Eine etwaige lichtelektrische Wirkung der Sonnenstrahlung auf luftfremde Bestandteile der Atmosphäre (Dunstteilchen, Wolkenelemente) ist jedenfalls in dieser reinen Höhenluft nicht von merklicher Größe; und auch für die unteren Luftschichten ist nicht bekannt, daß der Hallwachs-Effekt

1) E. Everling, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **16**, 240, 1914.
2) W. Müller, l. c.

1) A. Wigand, Verhandl. d. D. Physik. Ges. **15**, 1090, 1913; diese Zeitschr. **14**, 1144, 1913.

für die Ionisierung eine wesentliche Rolle spielte. Daß eine etwa bei Tage durch Sonnenstrahlung eingetretene Ionisation noch bei Nacht andauern sollte, ist ausgeschlossen, da sie durch Wiedervereinigung der Ionen bereits in einigen Minuten praktisch vollständig verschwunden sein würde.

Diese Bemerkung erscheint mir nicht überflüssig, da man die mehrfach am Erdboden beobachtete Erhöhung der Leitfähigkeit und des Ionengehalts bei absteigender Luftbewegung, unter Nichtbeachtung der schnellen Wiedervereinigung der Ionen, irrtümlich durch „Ionenführung absteigender Luftströme" gedeutet hat. Der beobachtete Effekt wird vielmehr am einfachsten wohl darin seine Erklärung finden, daß die Ionen der abwärts geführten, reineren Luft höherer Schichten einen kleineren Wiedervereinigungskoeffizienten und einen größeren Wert der auf Atmosphärendruck reduzierten Beweglichkeit besitzen. Über die außerdem als Ursache des Effektes denkbare Herabführung eines in der Luft enthaltenen Ionisators kann man bis jetzt nichts Bestimmtes aussagen.

b) Beweglichkeit. Um die in verschiedenen Höhen gefundenen Beweglichkeiten unter Ausschaltung des Luftdruckeinflusses miteinander vergleichen und ihre Beeinflussung durch besondere Faktoren studieren zu können, berechnet man zweckmäßig die auf Atmosphärendruck reduzierte Beweglichkeit v'; nach bekannten Laboratoriumsversuchen (besonders von Langevin) sollten Luftdruck und Beweglichkeit für die bei unseren Fahrten in Betracht kommenden Drucke einander umgekehrt proportional sein.

Wir finden, daß die reduzierte Beweglichkeit v' für beide Vorzeichen vom Boden an in den unteren Schichten mit der Höhe etwa auf das Doppelte zunimmt, sich aber dann in etwa 2—4 km Höhe nur noch wenig ändert. Für die gleiche Höhe ist meist $v_- > v_+$, außer bei Gewitterlage, wo durchweg $v_+ > v_-$ bei überwiegendem E_- gefunden wurde. Die Sicherheit der quantitativen Beobachtung dieser polaren Verschiedenheiten ist bei Luftfahrten nach dem über die Messung der Unipolarität Gesagten ohne laufende Kontrolle der Ausgleichung des Luftfahrzeugs nicht groß.

Der schon länger bekannte Einfluß der Feuchtigkeit auf die Beweglichkeit zeigt sich bei unseren Ballonfahrten insofern, als die reduzierte Beweglichkeit v' im allgemeinen mit Abnahme des herrschenden Dampfdrucks, solange dieser nicht zu kleine Werte annimmt, wächst. Dies ist jedenfalls eine der Ursachen für den gefundenen vertikalen Verlauf von v', da der Dampfdruck in der Regel mit zunehmender Höhe abnimmt.

Erheblicher ist gewiß der ebenfalls schon bekannte Einfluß des in den bodennahen Schichten lagernden Dunstes, dessen schneller Abnahme mit zunehmender Höhe wohl hauptsächlich die starke, bei unseren Ballonfahrten gefundene Zunahme der reduzierten Beweglichkeit v' beim Durchsteigen der unteren Schichten zuzuschreiben ist. Auch die Zahl der Kondensationskerne nimmt vom Boden aus entsprechend schnell mit zunehmender Höhe ab, was bei der ersten Ballonfahrt auch gemessen wurde.

Die nach Laboratoriumsversuchen bestehende geringe Abnahme der Beweglichkeit mit der Temperatur ist bei den Ballonfahrten nicht mit Sicherheit erkennbar, da dieser Effekt von der Wirkung der Feuchtigkeit und des Dunstes überlagert wird.

Die reduzierten Beweglichkeitswerte der bodenfernen Schichten sind auffallend groß im Vergleich mit den bodennahen Werten, was ich noch näher untersuchen will. Es ist zwar nicht ausgeschlossen, daß hierin noch Fehler der Meßmethodik stecken, die den quantitativen Wert des Befundes herabsetzen, insofern die zugleich vorkommenden Arten von Ionen größerer und kleinerer Beweglichkeit in den verschiedenen Apparaten nicht übereinstimmend gemessen werden. Die von uns beobachtete Zunahme der reduzierten Beweglichkeit mit der Höhe ist aber wohl jedenfalls qualitativ reell und schon von Gerdien gefunden worden. Es kommt dadurch zum Ausdruck, daß die gewöhnlichen atmosphärischen Ionen, auch abgesehen von den sogenannten „schweren", in den bodennahen Schichten größer und schwerer beweglich sind als in der Höhe oberhalb des Dunstes und der unteren Wolken. Diese Abnahme der Ionengröße mit zunehmender Höhe ist, abgesehen von dunstiger Gewitterlage, durchweg für die negativen Ionen beträchtlicher als für die positiven. Ähnlich hat man auch im Laboratorium mit weiterer Druckerniedrigung als bei unseren Ballonversuchen ein Anwachsen der auf Atmosphärendruck reduzierten Beweglichkeit und damit eine Abnahme der Ionengröße für die negativen und bei noch tieferen Drucken auch für die positiven Ionen festgestellt (Langevin, Kovarik, Lattey, Todd).

Es ist wohl denkbar, daß die gewöhnlichen („kleinen") Luftionen in der reineren Luft höherer Schichten bei dem geringeren Drucke in ihrer Gesamtheit oder auch nur zu einem beträchtlichen Teile ihrer Gesamtzahl kleiner sind und eine merklich größere reduzierte Beweglichkeit haben, als in der stets getrübten Luft am Boden und auch in gereinigter Luft bei Laboratoriumsversuchen mit Röntgen- oder Radiumstrahlen als Ionisatoren; denn bei diesen letzteren

Versuchen können durch die Ionisatoren selbst chemische Umsetzungen bewirkt und so Verunreinigungen eingeführt werden, die sich an die Ionen anlagern und ihre Beweglichkeit verkleinern würden. Ich halte es auch nicht für ausgeschlossen, daß erhöhte Werte der Ionenbeweglichkeit bei Ballonversuchen durch das Auftreten mehrfach geladener Ionen verursacht sein können.

Daß ferner die von uns am Boden gemessenen Beweglichkeiten in der Regel etwas größer sind als die sonst nach anderen Methoden in der Atmosphäre und im Laboratorium gefundenen, erklärt sich einfach dadurch, daß man mit dem Gerdienschen Apparat die Leitfähigkeit zu groß bekommt, weil die Kapazität des Kondensators in Wirklichkeit kleiner ist, als sie bei der benutzten einfachen Formel angenommen wird. Da die deshalb nötige Korrektion, die nach Swann[1]) schätzungsweise 20 Proz. und mehr betragen soll, noch nicht genau bekannt ist, wurde sie vorläufig unberücksichtigt gelassen.

Auch die Kurzsche Korrektion wegen der Erhöhung der Zerstreuungswerte durch radioaktiven Beschlag im Kondensator ist vorläufig nicht angebracht worden, da ihre Größe für die verschiedenen Höhen über dem Boden noch unbekannt ist. Während dieser Fehler oberhalb der Bodendunstschicht in 2 km Höhe jedenfalls schon sehr gering wird, kann er am Boden den wirklichen Wert der Leitfähigkeit und des Ionengehalts und damit auch der Beweglichkeit um mehrere Prozente zu groß erscheinen lassen.

c) Leitfähigkeit. Der vertikale Verlauf der Leitfähigkeit zeigt die bereits von andern Beobachtern gefundene und von mir bis 9 km Höhe[2]) festgestellte Zunahme von λ mit der Höhe, die nicht nur auf Rechnung der durch Luftdruckabnahme bewirkten Zunahme der Ionenbeweglichkeit kommt, sondern außerdem in einer Zunahme der Ionisation sowohl wie der auf Atmosphärendruck reduzierten Beweglichkeit begründet ist.

5. Zusammenfassung.

1. Bei 4 Freiballonfahrten wurden Messungen des Ionengehalts und der Ionenbeweglichkeit bis 4,1 km Höhe ausgeführt, mit besonderer Berücksichtigung der meteorologischen Beschaffenheit der Luftschichten und kurzer Versuchsdauer.

2. Der Ebertsche Ionenzähler wurde den Versuchsbedingungen im Flugzeug angepaßt und diese Methode bei 2 Flügen bis 5,2 km Höhe erprobt.

3. Für den allgemeinen vertikalen Verlauf des Ionengehalts ergab sich in den unteren Schichten mit Dunst und Wolken Konstanz oder Abnahme nach oben, darüber zunächst schnelle Zunahme auf ein Mehrfaches, sodann langsameres Anwachsen des Ionengehalts. Diese vertikale Änderung des Ionengehalts wird erklärt durch den vertikalen Verlauf der Wirkung der normalen atmosphärischen Ionisatoren und durch den Einfluß von Dunst und Wolken auf die Wiedervereinigung der Ionen. In größerer Höhe überwog in der Regel der Gehalt an positiven Ionen (E_+).

4. Die auf Atmosphärendruck reduzierte Ionenbeweglichkeit nahm mit der Höhe in den unteren Schichten etwa auf das Doppelte zu, um sich darüber nur noch wenig zu ändern. Dies Verhalten wird durch den Einfluß der Feuchtigkeit und des Dunstes gedeutet. In der Regel war für gleiche Höhe die Beweglichkeit $v_- > v_+$.

5. Bei Gewitterlage wurde bis 4,1 km Höhe durchweg $E_- > E_+$ und $v_+ > v_-$ gefunden.

6. Eine Beeinflussung der Ionisation durch die Sonnenstrahlung ist nach Messungen in 3,2 bis 4,1 km Höhe bei Sonnenaufgang bis zwei Stunden danach nicht anzunehmen.

Zu diesen Untersuchungen standen aus der Aerophysikalischen Stiftung (Halle) und aus der Pareystiftung (Halle) Mittel zur Verfügung.

Halle a. S., Physikalisches Institut der Universität, im September 1920.

(Eingegangen 26. September 1920.)

1) W. F. G. Swann, Terr. Magn. and Atm. Elektr. **19**, 85, 1914.

2) A. Wigand, Verhandl. der D. Phys. Ges. **16**, 232, 1914.

Zu Schottkys Gleichgewichtssätzen für die elektromagnetisch aufgebaute Materie.

Von M. v. Laue.

Schottkys[1]) Beweis für seine nicht unwichtigen Gleichgewichtssätze beruht auf zwei allgemeinen und strenggültigen Sätzen: Erstens, daß in einem vollständigen, stationären, im Bezugssystem K ruhenden System das Volumenintegral für jede Komponente des Tensors $\mathfrak{p}$ der absoluten Spannungen (Impulsströmungen) im zeitlichen Mittel verschwindet; zweitens, daß die Diagonalsumme $\sum_1^3 p_{ii}$ des Maxwellschen Spannungstensors gleich der Energiedichte W ist oder, was dasselbe sagt, die Diagonalsumme des elektromagnetischen Welttensors $\sum_1^4 T_{ii}$ verschwin-

1) W. Schottky, diese Zeitschr. **21**, 232, 1920.

det. Letzterer Satz wird nicht auf die ganzen elektromagnetischen Spannungen und die ganze Energie angewandt, sondern auf den Anteil, welche die Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Ladungsträgern daran hat. Man überzeugt sich leicht, daß er auch dafür gilt.

Daneben aber steht noch eine Überlegung für die Impulsströmung, die von der Bewegung der Ladungsträger herrührt, und teils in deren elektromagnetischen Eigenfeldern, teils in den mechanischen Teilen ihren Sitz hat. Schottky setzt:

$$p_{ik} = \mathfrak{g}_i q_k; \tag{1}$$

berechnet er dann die Impulsdichte $\mathfrak{g}$ einfach nach der klassischen Dynamik aus der Massendichte μ und der Geschwindigkeit q:

$$\mathfrak{g} = \mu q,$$

so folgt:

$$\Sigma p_{ii} = \mu q^2. \tag{2}$$

Dies ist die doppelte Dichte der kinetischen Energie, nach Newton berechnet. Daraus ergibt sich alles Weitere.

Hierbei sind die relativistischen Korrektionen an der Newtonschen Dynamik, welche bei der Elektronenbewegung im Atom bekanntlich einigermaßen in Betracht kommen, vernachlässigt. Ein schwereres Bedenken jedoch erhebt sich gegen Gl. (1): sie lautet nämlich eigentlich, auch in der Newtonschen Dynamik[1])

$$p_{ik} = t_{ik} + \mathfrak{g}_i q_k,$$

wobei die t_{ik} die relativen oder (im Falle der Mechanik) elastischen Spannungen bedeuten. Diese muß man immer in Betracht ziehen, wenn man in der Maxwellschen Elektrodynamik mit Ladungsträgern rechnet; denn die ponderomotorischen Kräfte dieser Theorie können für sich allein das Dasein einer Ladung nicht erklären[2]). Hier ist es um so notwendiger, sie zu beachten, weil auch die elektromagnetischen Spannungen, soweit sie nicht auf der Wechselwirkung zwischen verschiedenen Ladungsträgern beruhen, sondern dem Eigenfelde eines einzelnen angehören, bisher nicht in Rechnung gesetzt sind. Man kann auch nicht von vornherein sehen, ob man die t_{ik} vernachlässigen darf. Denn wenngleich sie auf die kleinen Räume beschränkt sind, welche die Ladungsträger und ihre unmittelbare Umgebung einnehmen, so werden sie doch um so größer, je kleiner diese Räume sind, und zwar so stark, daß ihr Raumintegral bei Abnahme dieser Raumteile wächst.

1) Vgl. z. B. M. v. Laue, Das Relativitätsprinzip der Lorentztransformation, Gl. (292). Braunschweig 1919.

2) Keine Elektrodynamik, in welcher die Diagonalsumme des Welttensors Null ist, kann das Bestehen von Ladungen erklären. Mies Theorie, welche dies leistet, gibt jener Summe einen anderen Wert.

Obwohl man Gl. (1) in ihrer Anwendung auf ein ganzes Teilchen nachträglich rechtfertigen kann, möchten wir Schottkys Gedankengang in diesem Punkt doch ersetzen durch folgende einfache und strenge Überlegung: Zum Welttensor T fassen wir zusammen alle Energie eines Teilchens, sofern sie im Sinne der relativistischen Dynamik als mechanische zu bezeichnen ist, soweit sie also im Ruhsystem K^0 des Teilchens keine Strömung zeigt. Ein Teil von ihr wird elektromagnetischer Natur sein. Ebenso sind die mechanischen und die elektromagnetischen Spannungen, soweit sie dem Eigenfeld angehören, in T ausgedrückt. Die Diagonalsumme $\sum_1^4 T_{ii}$, welche durchaus von Null! verschieden sein wird, ist eine Invariante der Lorentztransformation, hat also in K, dem Ruhsystem unseres stationären Systems den gleichen Wert, wie in K^0. Gemäß der physikalischen Bedeutung der T_{ik} heißt dies:

$$\sum_1^3 p_{ii} - W = \sum_1^3 p^0_{ii} - W^0. \tag{3}$$

Jetzt integrieren wir diese Gleichung, trotzdem in ihr nur die Energie usw. eines Teilchens auftritt, doch über das Volumen des ganzen Systems oder auch sogleich über den ganzen dreidimensionalen Raum, da das Eigenfeld sich höchstens bis zu den Systemgrenzen erstreckt. Rechts ersetzen wir dabei δV durch

$$\delta V^0 \sqrt{1 - (q/c)^2};$$

und finden, da unter der Voraussetzung, daß die Teilchen in ihrem inneren Zustande durch die Einwirkung der anderen nicht erheblich verändert sind (daß also ihre Bewegung quasistationär vor sich geht) und daß

$$\int \sum_1^3 p^0_{ii} \delta V^0 = 0$$

ist, wenn wir mit E die Energie des Teilchens bezeichnen,

$$\int \sum_1^3 p_{ii} \delta V = E - E^0 \sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}.$$

Da andererseits[1])

$$E = E_0 : \sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}$$

ist, können wir auch schreiben:

$$\int \sum_1^3 p_{ii} \delta V = E \frac{q^2}{c^2} = \frac{E^0 \frac{q^2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}.$$

1) M. v. Laue, l. c., Gleichung (321).

Jetzt ist noch die Summation über alle materiellen Teilchen und die zeitliche Mittelung vorzunehmen. Dann folgt, wie bei Schottky, indem wir mit E^* die Energie der Wechselwirkung bezeichnen:

$$\Sigma E^0 \left(\frac{\frac{q^2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} \right) + \overline{E^*} = 0. \qquad (4)$$

Jedes Glied der Summe bezieht sich auf ein Teilchen. E^0 ist für jedes Teilchen zeitlich unveränderlich, so daß die Mittelung nur an dem dahinter stehenden Bruch vorzunehmen ist.

Andererseits erfordert der Energiesatz:

$$\Sigma E + \overline{E^*} = \Sigma E^0 \left(1 - \frac{q^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + \overline{E^*} = U. \qquad (5)$$

Subtrahieren wir nun Gl. (4), so folgt:

$$\Sigma E^0 \left(1 - \frac{q^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = U. \qquad (6)$$

Aus dieser streng gültigen gewinnt man Schottkys angenäherte Gleichung für die kinetische Energie

$$L = -(U - U^0) \qquad (U^0 = \Sigma E^0),$$

indem man die Wurzel nach steigenden Potenzen von $(q/c)^2$ entwickelt und $(q/c)^4$ und noch höhere Potenzen fortläßt. Dann berechnet man die kinetische Energie mit einem durch $(q/c)^2$ gemessenen Fehler. Dagegen gibt es keine strenggültige Gleichung, welche der Schottkyschen Formel

$$E = 2(U - U^0)$$

entspräche, man kann aus (4) und (5) nicht die beiden, in Strenge ungleichen Summen eliminieren. Dies gelingt nur, sofern man die erwähnte Reihenentwicklung und Vernachlässigung vornimmt.

Dieser abgeänderte Gedankengang umgeht also das Bedenken wegen der vernachlässigten Spannungen, führt zu der strenggültigen Gl. (6) und zeigt, daß Schottkys Gleichgewichtssätze gelten, soweit man die Bewegung der Teilchen als quasistationär betrachten darf, und sofern man die Glieder mit $(q/c)^4$ neben denen mit $(q/c)^2$ fortläßt. Dies sind die einzigen Einschränkungen.

Berlin, November 1920.

(Eingegangen 15. November 1920.)

Über das Abzweigungsverhältnis der Actiniumfamilie von der Uran-Radiumfamilie.

Von Adolf Smekal.

Nachdem es gelungen war, die Konstanz des Verhältnisses von Actinium zu Uran in Uranerzen verschiedenster Herkunft zu erweisen[1]), konnte behauptet werden, daß die zuerst von Boltwood[2]) aufgestellte Hypothese eines genetischen Zusammenhanges der Actinium- mit der Uran-Radiumfamilie eine gesicherte Stütze erhalten habe. Die weitere Feststellung, daß eine derartige Konstanz auch für das Verhältnis der *UX*- zur *UY*-Produktion für das Uran stattfindet[3]), welches aus den oben erwähnten Uranerzen gewonnen war, zeigte, daß die Abzweigung der Actiniumfamilie beim *UII* anzunehmen war und daß der weitere in Frage kommende Zerfall über *UY* und das von Hahn und Meitner[4]), Soddy und Cranston[5]) entdeckte Protactinium zum Actinium führt:

$$UI \xrightarrow[(238)]{\alpha} UX_1 \xrightarrow[(234)]{\beta} UX_2 \xrightarrow[(234)]{\beta} UII \xrightarrow[(234)]{\alpha} \begin{cases} UY \xrightarrow[(230)]{\beta} Pa \xrightarrow[(231)]{\alpha} Ac \xrightarrow[(226)]{\beta} \\ Jo \xrightarrow[(230)]{\alpha} Ra \xrightarrow[(226)]{\alpha} RaEm \xrightarrow[(222)]{\alpha} \end{cases}$$

In Übereinstimmung mit diesem Zerfallsschema erhält das Actinium das bereits seinerzeit angenommene Atomgewicht 226, allerdings im Gegensatz zu dem Werte 227, den Fajans[6]) und van den Broek[7]) ausgehend von gewissen Zahlenbeziehungen über mittlere Lebensdauer mit dem Atomgewicht, vermutet hatten. Während ältere Rechnungen ergaben, daß etwa 8 Proz. aller zerfallenden *UI*-Atome im Wege der Actiniumreihe weiter zerfallen könnten, bestimmten Hahn und Meitner[8]) dieses Verhältnis nunmehr zu 3 Proz. Neuerdings wurde diese Zahl von Kirsch[9]) auf 4,2 Proz. geschätzt und von St. Meyer[10]) zu 4,12 Proz. gefunden.

Der doppelte α-Zerfall des *UI* und die aus obigem Zerfallsschema resultierende Existenz

1) St. Meyer und V. F. Hess, Mitteil. Ra-Inst. Nr. 122, Wien. Ber. (2a) **128**, 909, 1919.
2) B. B. Boltwood, Sill. Journ. **25**, 269, 1908.
3) G. Kirsch, Mitteil. Ra-Inst. Nr. 127, Wien. Ber. (2a) **129**, 309, 1920.
4) O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. **19**, 208, 1918.
5) F. Soddy und J. A. Cranston, Proc. Roy. Soc., 7. Febr. 1918.
6) K. Fajans, diese Zeitschr. **16**, 456, 1915.
7) A. van den Broek, Nature **96**, 677, 1916.
8) O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. **20**, 529, 1919.
9) G. Kirsch, l. c.
10) St. Meyer, Mitteil. Ra-Inst. Nr. 130, Wien. Ber. (2a) **129**, 483, 1920.

von „Isotopen höherer Ordnung", nämlich von Atomen gleicher Kernladung und bis auf die Atomgewichtsdezimalen auch gleichem Atomgewicht, bereiten nun aber dem Verständnis dieser Erscheinungen wesentliche Schwierigkeiten. Da es kürzlich Rutherford[1]) gelungen ist, die Existenz eines dem *He*-Kerne isotopen Kernbestandteiles von der Masse 3, X_3 genannt, nachzuweisen, ist es außerordentlich naheliegend, mit St. Meyer[2]) zu vermuten, daß einer der beiden „α-Zerfälle" des *UII* in Wirklichkeit der Aussendung von X_3-Partikeln entspricht, womit sich für das *Ac* das gesuchte Atomgewicht 227 ergeben und zugleich die Existenz solcher „Isotopen höherer Ordnung" vermeiden lassen würde:

$$UI \underset{(238)}{\xrightarrow{\alpha}} UX_1 \underset{(2^{\cdot}4)}{\xrightarrow{\beta}} UX_2 \underset{(234)}{\xrightarrow{\beta}} UII \underset{(234)}{\xrightarrow{\alpha}} \begin{cases} \xrightarrow{97\%} UY \underset{(231)}{\xrightarrow{\beta}} Pa \underset{(231)}{\xrightarrow{\alpha}} Ac \underset{(227)}{\xrightarrow{\beta}} \\ \xrightarrow{3\%} Io \underset{(230)}{\xrightarrow{\alpha}} Ra \underset{(223)}{\xrightarrow{\alpha}} RaEm \underset{(222)}{\xrightarrow{\alpha}} \end{cases}$$

Eine zweite Möglichkeit für das Auftreten von X_3-Strahlen ist nach St. Meyer beim Radioactinium gegeben, bei dem merkwürdigerweise zwei verschiedene „α"-Reichweiten gefunden worden sind.

Wie das Atomgewicht des Urans zeigt, ist ein Aufbau des Urankernes aus Heliumkernen allein ausgeschlossen, da dieses sonst durch 4 teilbar sein müßte. Es muß — wenn nicht einzelne Wasserstoffkerne den Überschuß über das Gewicht von 59 α-Teilchen erklären sollen — mindestens 2 X_3-Partikel im Urankern geben. Dann folgt aus dem Atomgewicht das Vorhandensein weiterer 58 α-Teilchen in demselben, sowie jener Anzahl von Elektronen, welche die Kernladung gerade auf 92 positive Elementarquanten zu erniedrigen gestattet. Das *UII* würde dementsprechend 2 X_3- und 57 α-Teilchen besitzen.

Indem wir nun aus dem multiplen Zerfall des *UII* auf eine außerordentliche Instabilität seines Kernes im Augenblick des Zerfalles schließen, können wir mangels einer begründeteren Voraussetzung annehmen, daß es bloß vom Zufall abhängen soll, ob bei der Explosion eines individuellen *UII*-Atoms gerade ein α-Partikel oder ein X_3 zur Ausschleuderung gelangt. Daß es beim Kernaufbau wohl hauptsächlich auf die Ladung der konstituierenden Partikel ankommt, bezüglich welcher α-Partikel und X_3 einander vertreten können, mag hierbei auch eine gewisse Rolle spielen. Dann ist das Verhältnis der Anzahlen der über die Actiniumreihe zerfallenden Atome zu jener sich im Wege der Radiumreihe verwandelnden direkt durch 2 : 57 gegeben. Aus

$$2 : 57 = x : 100 - x$$

folgt für das Abzweigungsverhältnis der Actiniumfamilie $x = 3{,}4$ Proz., ein Wert, der gerade in das von den neueren Bestimmungen zugelassene Intervall 3 — 4,2 Proz. hineinfällt. Diese auffallende Übereinstimmung darf wohl zugunsten der Richtigkeit der Vermutung eines X_3-Zerfalles an jener Stelle gebucht werden.

Die nächste, mit dem Atomgewicht des Urans verträgliche Annahme wäre, daß der *UII*-Kern 6 X_3 und 54 α-Teilchen enthält. Diese Annahme ergäbe für das Abzweigungsverhältnis der Actiniumfamilie 10 Proz., also bereits einen viel zu hohen Wert, so daß derart auf das Vorhandensein von bloß zwei X_3-Teilchen ein Kern aller Atome der Uran-Radiumfamilie geschlossen werden kann[1]).

Die obige Annahme über die Zerfallswahrscheinlichkeit der *UII*-Kerne erinnert sehr an die modellmäßige Begründung, die Lindemann[2]) für die Geiger-Nuttallsche Beziehung zwischen Zerfallskonstanten und Reichweiten der α-Strahlen zu geben versucht hat. Dort wird nämlich ganz allgemein angenommen, daß die Teilchen, von deren Lage die Stabilität des Atomkerns abhängt, sich unabhängig voneinander bewegen und daß jedes von ihnen eine für das Instabilwerden kritische Stellung gleich oft in der Sekunde passiert. Obwohl es sich da nur um α-Strahlen handelt, hat Kirsch[3]) gezeigt, — allerdings noch unter Verwendung von *He*- und *H*-Partikeln beim Aufbau der Kerne — daß die Zahl jener Teilchen gleich der Anzahl aller positiven und negativen Kernbestandteile gesetzt werden kann. Hier wird also nur von den positiv geladenen Kernbestandteilen angenommen, daß ihre Bewegungen zufallsartig verteilt sind. —

Will man die Übereinstimmung des unter unseren Annahmen berechneten Abzweigungsverhältnisses der Actiniumreihe mit den aus den Beobachtungen abgeleiteten Ergebnissen nicht

1) E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. (A) **97**, 374, 1920.

2) St. Meyer, Zeitschr. f. phys. Chemie **95**, 407, 1920; S. 433.

1) Daß sich in den *U*-Kernen bloß die Minimalanzahl der nach den Atomgewichten erforderlichen X_3-Kerne vorfindet, ist auch von vornherein zu erwarten, wenn man die geringere Stabilität des X_3-Kernes gegenüber der des α-Teilchens bedenkt. (Näheres über diesen Punkt in einem demnächst in den „Naturwissenschaften" erscheinenden Aufsatz des Verfassers.)

2) F. A. Lindemann, Phil. Mag. **30**, 560, 1915.

3) G. Kirsch, diese Zeitschr. **21**, 452, 1920.

für ganz zufällig erklären, so wird man im Kern des *UY*, *Pa* usw. das Vorhandensein von bloß einem X_3-Teilchen neben den konstituierenden *He*-Kernen anzunehmen haben. Die zweite Vermutung von St. Meyer, daß etwa beim Zerfall des Radioactiniums X_3-Strahlen frei werden könnten, ist damit also ohne weiteres vereinbar. Es ist allerdings nicht möglich, diesen Fall in ähnlicher Weise zahlenmäßig zu prüfen wie beim *UII*, weil beim *RdAc* über einen multiplen Zerfall bisher nichts bekannt geworden ist. Da das *RdAc* als das aus dem Actinium durch β-Zerfall unmittelbar hervorgehende Folgeprodukt das runde Atomgewicht 227 haben müßte, kämen für den Aufbau seines Kernes 56 α-Teilchen und ein X_3 in Betracht. In der gleichen Weise beurteilt wie beim *UII*, ergäbe sich ein der X_3-Umwandlung entsprechendes Abzweigungsverhältnis von 1,76 Proz., also immerhin so klein, daß das neue Folgeprodukt, selbst bei vom *AcX* merklich verschiedener Lebensdauer, auch bei neueren Untersuchungen der Beobachtung entgangen sein könnte. Hält man es für möglich, daß das auf derartige Weise entstehende neue Isotop des *AcX* ähnlich wie das *UY* ein β-Strahler ist, so wäre damit vielleicht eine Erklärung für die bekannte β-Strahlung des *RdAc* gefunden.

Die kleinere von St. Meyer, Hess und Paneth[1]) gefundene α-Reichweite des *RdAc* von 4,2 cm stimmt nach der Geiger-Nuttallschen Beziehung so gut mit der Lebensdauer desselben überein, daß auf Grund obigen, allerdings ganz hypothetischen Abzweigungsverhältnisses unbedingt auf eine Zuordnung derselben zum wirklichen α-Zerfall des *RdAc*, der zum *AcX* führt, geschlossen werden muß. Es ist nun bemerkenswert, wiewohl einer modellmäßigen Interpretation jedenfalls nicht ohne weiteres fähig, daß man die größere, somit dem X_3-Zerfall zuzuordnende Reichweite von 4,61 cm als Reichweite von durch α-Strahlen der Reichweite 4,2 cm gestoßenen X_3-Partikeln berechnen kann. Das Reichweiteverhältnis von stoßendem α-Strahl und von durchfreien Zusammenstoß erzeugtem schnellem X_3-Strahl beträgt nämlich 1,1[2]). Somit haben wir in der Tat $4{,}2 \cdot 1{,}1 = 4{,}62$. Das gleiche würde natürlich noch für X_3-Partikel in Atomkernen gelten, deren Abtrennungsarbeit von kleinerer Größenordnung ist, als die Energie des abtrennenden α-Strahles selbst[1]). Vielleicht kann also auch diese Übereinstimmung nicht bloß als zufällig angesehen werden und die Annahme eines X_3-Zerfalles beim *RdAc* stützen. Um X_3-Strahlen aus Sauerstoff oder Stickstoff, wie bei den Rutherfordschen Experimenten, die hier durch den Stoß der *RdAc*-α-Strahlen von der Reichweite 4,2 cm erzeugt werden müßten, kann es sich bei den weitreichenden Strahlen des *RdAc* keinesfalls handeln. Deren Reichweite müßte jedenfalls größer als 4,61 cm sein, entsprechend dem Energiebetrag, den der X_3-Strahl von der Zerlegung des *N*- bzw. *O*-Kernes nach Rutherford mitbekommt. Man findet diese Reichweite zu 5,85 cm, wenn man den freiwerdenden Energiebetrag als durch den Überschuß über die beim freien Zusammenstoß übertragene Energie gegeben ansieht[2]). Abgesehen davon, daß diese Reichweite überhaupt viel zu groß herauskommt, müßte nach Rutherford das Verhältnis der Strahlen größerer Reichweite zu jenen der kleineren unter der jetzigen Annahme etwa $1 : 10^5$ sein, was vollkommen ausgeschlossen ist. Jedenfalls wäre eine direkte Bestimmung dieses Verhältnisses etwa durch Szintillationszählungen sehr erwünscht, um einerseits das Verhältnis der vermuteten Abzweigung zu bestimmen, ferner um obigen Zusammenhang zwischen den beiden Reichweiten auf seine Realität hin prüfen zu können.

Es mag vielleicht befremden, daß von der Möglichkeit einfacher *H*-Strahl-Emissionen im Vorangehenden nicht die Rede war, obwohl Rutherford doch durch diese fundamentale Frage überhaupt erst auf seine neueren Untersuchungen gekommen ist. In der Tat würde ja die Annahme einer Zusammensetzung des *UII*-Kernes aus 58 *He*- und 2 *H*-Kernen unter ähnlichen Voraussetzungen wie früher fast das gleiche, oben für zutreffend befundene Abzweigungsverhältnis der Actiniumreihe ergeben; indessen würde die geringere Ladung und Masse der *H*-Kerne weder bezüglich der bereits festgestellten Isotopien noch bezüglich der Atomgewichte zu brauchbaren Resultaten führen, so daß die obigen Annahmen diesbezüglich als das einzig mögliche übrig zu bleiben scheinen. Es mag

1) St. Meyer, V. F. Hess und F. Paneth, Mitteil. Ra-Inst. Nr. 64, Wien. Ber. (2a) **123**, 1459, 1914.

2) E. Rutherford, Phil. Mag. **37**, 571, 1919, gibt in einer Tabelle, S. 273, das Vierfache dieses Verhältnisses, offenbar durch einen Rechenfehler entstellt, zu 5,05, an Stelle von 4,41 an. Ebenso in seiner neuen Arbeit, l. c. S. 380.

1) Da beim freien Zusammenstoß 96 Proz. der Energie des α-Teilchens auf das X_3 übertragen werden, sieht man, daß man die gewünschte Reichweite nahezu auch erhält (um 6 Proz. größer), wenn man annimmt, daß die X_3-ausschleudernden *RdAc*-Kerne ebensoviel Energie abgeben als die α-entsendenden Kerne.

2) Nimmt man hierfür bloß den Überschuß über die Gesamtenergie des α-Teilchens, so erhält man die nur um weniges kleinere Reichweite 5,73 cm, also noch immer einen viel zu großen Wert.

schließlich noch hervorgehoben werden, daß ein Auftreten radioaktiver H-Strahlen an irgendeiner Stelle der Uran-Radium- oder der Actiniumfamilie keineswegs unbedingt mit den gemachten Annahmen in Widerspruch stehen müßte. Die praktisch erfüllte Ganzzahligkeit der Atomgewichte reiner Elemente bezogen auf $o = 16$ spricht in der Tat für die hauptsächliche Teilnahme von α- und X_3-Teilchen am Aufbau der Atomkerne. Diese Ausdrucksweise soll streng genommen natürlich bloß zum Ausdrucke bringen, daß man den genannten Partikeln eine Art selbständige Existenz innerhalb der Kerne zuschreibt. Bei so instabilen Kernen wie UII mag dies in der Tat zutreffen, bei anderen kann aber vielleicht der Zusammenhalt der Bausteine eines α-Teilchens im Inneren des Kernes infolge der Kernkohäsionskräfte ein weniger fester sein als beim freien α-Teilchen, so daß unter Umständen ein einzelner H-Kern — trotz der sonst sehr beträchtlichen Binnenenergie des freien α-Teilchens —, daraus entfernt werden könnte. Da man beim radioaktiven Zerfall überhaupt mit mannigfachen Umlagerungen der Kernbestandteile rechnen muß, sollte vielleicht auch — in Erweiterung des oben Gesagten — die Möglichkeit offen gelassen werden, daß infolge eines solchen Vorganges beispielsweise vier X_3-Teilchen an Stelle von drei He-Kernen eine selbständige Existenz innerhalb des Kernes gewinnen. Ob derartige allgemeine Fälle wirklich auftreten, dürfte sich allerdings erst beurteilen lassen, wenn die Isotopen hinreichend bekannt sein werden, welche die Elemente des periodischen Systems zusammensetzen.

Zusammenfassung.

Es wird das Abzweigungsverhältnis der Actiniumfamilie von der Uran-Radiumfamilie auf Grund einfacher Voraussetzungen, wonach vor allem die eine Zerfallsmöglichkeit des UII in der Aussendung eines X_3-Partikels bestehen soll, zu 3,4 Proz. gefunden, während die bisherigen Bestimmungen 3—4,2 Proz. ergeben haben. Ebenso ergibt sich beim Radioactinium ein quantitativer Hinweis für ein mögliches Auftreten von radioaktiven X_3-Strahlen.

Wien, II. Physikal. Institut d. Universität, November 1920.

(Eingegangen 22. November 1920.)

Weiß hoher Ordnung.

Von Th. Des Coudres.

Bei Interferenzen im stetigen Spektrum nach Art der Talbotschen Streifen findet die Höhe der beobachteten Gangunterschiede eine Grenze im Auflösungsvermögen des verwendeten Spektralapparates. Hierauf weisen schon Gehrcke und Reichenheim[1]) hin. Die Erzeugung von optischen Wegunterschieden ist durch das Michelsonsche Interferometer sehr erleichtert worden. Daher liegt es nahe, die feinsten, im Spektrum erreichbaren Interferenzstreifen zur Prüfung der tatsächlichen Leistungsfähigkeit einer gegebenen Versuchsanordnung zu benutzen.

Aber noch eine andere, und zwar von der Zerlegungsvorrichtung unabhängige Grenze für die Enge der Riefelung besteht. Sie beruht auf der Endlichkeit der durchschnittlichen Zeiten, während deren die einzelnen Leuchtteilchen merklich gleichmäßig schwingen. Man kann auch sagen: Für eine zeitlich hinreichend beschränkte Kohärenz der Strahlung wird das Auflösungsvermögen einer Spektralvorrichtung nicht ganz ausgenützt, diese wirkt für solches Licht vielmehr wie ein Apparat von geringerer auflösender Kraft. Würde nur die Ausstrahlungsdämpfung in Betracht kommen, so wäre es auch mit den stärksten heutigen Zerlegungsmitteln (Stufengitter, Lummersche Platte) aussichtslos, die durch die Natur der Strahlung gesetzte Grenzkannelierung erreichen zu wollen. Anders, wenn sich die Molekularbewegungen geltend machen sollten, auf die wir die Verbreiterung der Spektrallinien schieben[2]), oder wenn das von Planck angenommene Spiel des wechselseitigen Energieaustausches zwischen Oszillatoren und freien Elektronen[3]) die ungestörte Schwingungszeit der Leuchtteilchen irgendeiner Lichtquelle genügend herabsetzen würde. Im Sinne unserer Fragestellung darf auch jede Gaslinie als „weiß" gelten, d. h. als ein Ausschnitt aus dem kontinuierlichen Spektrum betrachtet werden. Auf die Möglichkeit bejahenden Ergebnisses hin ist eine Versuchsanordnung im Leipziger Institute im Bau begriffen. Das rechtfertigt vielleicht bei der jetzigen wirtschaftlichen Notlage der deutschen Physik diese vorzeitige Veröffentlichung. Ge-

1) Ann. d. Phys. (4) **23**, 745, 1907.

2) W. C. Mandersloot, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **13**, 1, 1916. Nur die Dopplerwirkung bei geradlinigen Lichtträgerbahnen von gleichbleibender Geschwindigkeit beeinflußt die verwirklichbare Höhe der Ordnung des Weiß nicht.

3) Berl. Akad. Ber. 1913, S. 350.

gebenenfalls könnten anderorts Ausgaben nach der gleichen Richtung gespart werden.

Diakonissenhaus Leipzig-Lindenau, November 1920.

(Eingegangen 19. November 1920.)

Eine approximative Berechnung der Erstarrungswärmen der verflüssigten Edelgase.

Von J. Narbutt.

Für die verflüssigten Edelgase sind Messungen der Erstarrungswärmen infolge der Seltenheit der Edelgase und ihrer tiefen Erstarrungstemperaturen nicht leicht auszuführen. Daher ist, soweit ich mich aus der hier am Orte vorhandenen Literatur überzeugen konnte, nur vom Argon die latente Schmelzwärme von Eucken[1]) gemessen worden, dagegen ist die Größe der Schmelzwärmen von Neon, Krypton, Xenon, Niton und Helium noch nicht bekannt. Deshalb sei es mir im folgenden gestattet auf Grund des von Eucken experimentell gefundenen Wertes für Argon und mit Hilfe des periodischen Systems der Elemente von Mendelejeff die Erstarrungswärmen der übrigen genannten verflüssigten Edelgase angenähert zu berechnen.

Dividiert man die latente Schmelzwärme pro Grammatom ($\Delta\varrho$, in Kilogrammkalorien) durch die absolute Schmelztemperatur (Θ, beim Druck einer Atmosphäre) für verschiedene Elemente, so erkennt man, daß diese Quotienten für die Elemente einer Untergruppe des periodischen Systems nur verhältnismäßig geringe Schwankungen aufweisen, wie dies aus der Tabelle I ersichtlich ist.

Tabelle I.

	$\Delta\varrho$ Cal.	Θ^0	$\frac{\Delta\varrho}{\Theta}$		$\Delta\varrho$ Cal.	Θ^0	$\frac{\Delta\varrho}{\Theta}$
Na	0,626[2])	371[2])	0,00169	*Cu*	2,74[3])	1337[3])	0,0020
K	0,572[2])	337[2])	0,00170	*Ag*	2,28[3])	1234[3])	0,0018
Rb	0,525[2])	312[2])	0,00168				
Cs	0,500[2])	302[2])	0,00166				

	$\Delta\varrho$ Cal.	Θ^0	$\frac{\Delta\varrho}{\Theta}$		$\Delta\varrho$ Cal.	Θ^0	$\frac{\Delta\varrho}{\Theta}$
Zn	1,8[3])	692[3])	0,0026	*Al*	2,17[4])	930[3])	0,0023
Cd	1,54[3])	594[3])	0,0026	*Tl*	1,47[3])	575[3])	0,0026
Hg	0,57[3])	234[3])	0,0024				

	$\Delta\varrho$ Cal.	Θ^0	$\frac{\Delta\varrho}{\Theta}$
Cl	0,814[3])	170[3])	0,0048
Br	1,203[3])	266[3])	0,0040
J	1,787[3])	386[3])	0,0046

Weil nun die Schmelzwärmen nicht selten ungenau bestimmt sind und die Angaben für ein Element zuweilen recht beträchtlich differieren, so darf man annehmen, daß der Quotient $\frac{\Delta\varrho}{\Theta}$ für jede Untergruppe eine konstante Größe ist. Auch findet diese Annahme darin eine Stütze, daß für Gruppen chemisch nahe verwandter organischer Substanzen von analoger Konstitution eine ähnliche Regelmäßigkeit schon bekannt ist[1]) und genannte Gruppen mit den Untergruppen im periodischen System bis zu einem gewissen Grade vergleichbar sind. Je genauer die Schmelzwärmen der Elemente bestimmt worden sind, desto besser bestätigt sich die Regel von der Konstanz der Quotienten.

Obwohl die Mittel aus den Quotienten in beiden Untergruppen einer Hauptgruppe des periodischen Systems differieren können, so wird dies doch um so weniger der Fall sein, je ähnlicher in chemischer Beziehung die Elemente beider Untergruppen sich verhalten. Es ist nun sehr wahrscheinlich, daß die Quotienten für alle Elemente der nullten Hauptgruppe denselben Wert haben.

1) Beibl. z. d. Ann. d. Phys. **40**, 322, 1916.
2) E. Rengade, Chem. Zentralbl. **2**, 573, 1913.
3) Physikalisch-chemische Tabellen von Landolt-Börnstein-Roth, IV. Aufl.
4) G. Rudorf, Das periodische System. Leipzig, L. Voß 1904. S. 144.

1) Vgl. J. Narbutt, Zeitschr. f. Elektrochem. **25**, 53, 1919.

und wir können die Schmelzwärmen der in dieser Gruppe befindlichen Elemente berechnen, wenn der Wert der Konstante und die absoluten Schmelztemperaturen der Elemente bekannt sind.

Nach Eucken (l. c.) beträgt die Schmelzwärme von Argon pro Grammatom 0,268 Cal., und die absolute Schmelztemperatur ist gleich 83,8°[1]), woraus die Konstante den Wert 0,0032 erhält. Jetzt lassen sich die Schmelz- bzw. Erstarrungswärmen von Neon, Krypton, Xenon und Niton angenähert berechnen und für Helium, für welches die Schmelztemperatur unbekannt ist, ein höchster Wert schätzen. In der Tabelle II sind die so gefundenen Werte in Kilogrammkalorien pro Grammatom angeführt.

Tabelle II.

	Θ^0	Aq Cal.
He	$< 1{,}15^{0}$ [2])	$< 0{,}004$
Ne	24 [3])	0,08
Ar	84	(0,268)
Kr	104 [4])	0,33
Xe	153 [4])	0,43
Nt	202 [4])	0,65

Hier sei noch besonders darauf hingewiesen, daß nach der Tabelle der Wert der latenten Schmelz- bzw. Erstarrungswärme von Helium exzeptionell niedrig und wohl der niedrigste für irgendeinen augenblicklich auf der Erde bekannten Stoff sein muß.

1) Siehe J. W. Cederberg, Die thermodynam. Berechnung usw. Berlin, R. Friedländer & Sohn 1916, S. 38.

2) Vgl. A. F. Holleman, Lehrb. d. anorgan. Chemie 1919, S. 266.

3) H. Kamerlingh Onnes u. C. A. Crommelin, Beibl. z. d. Ann. d. Phys. **40**, 6, 1916.

4) Physikalisch-chemische Tabellen von Landolt-Börnstein-Roth, IV. Aufl.

Dorpat, im Juni 1920.

(Eingegangen 5. November 1920.)

Versuche über das Fließen von Metalldrähten unter dauernder Belastung.

Von Paul Ritter.

Die folgenden Versuche bringen einige Gesetzmäßigkeiten des zeitlichen Verlaufs des Fließens in weiten Grenzen der Belastung und der Zeit. Nachdem die Versuche zuerst mit drei Sorten Kupfer vorgenommen und zu einem gewissen Abschluß gekommen waren, ergaben weitere Versuche mit anderen Metallen, daß sich Aluminium, Zink und Blei mit Kupfer zu einer Gruppe von Metallen gleichartigen Verhaltens zusammenfassen lassen, während Eisen, Messing, Bronze und Packfong eine Gruppe von anderem Charakter bilden.

I. Kupfergruppe.

Zuerst wurden Zeit und Dehnung bei Drähten im ursprünglichen Zustand unter konstanter Belastung beobachtet, die Ergebnisse graphisch zusammengestellt, dabei aber wegen des starken Abklingens des Fließens nicht das natürliche Zeitmaß, sondern der Briggsche Logarithmus der in Minuten gemessenen Zeit benützt. Auch für die Dehnung erwies es sich bei Zink und Blei besser, statt der Dehnung den Logarithmus derselben einzuführen. Fig. 1 und 2 zeigen die Ergebnisse für Kupfer und Zink. Es geht aus ihnen das für diese Gruppe charakteristische Merkmal hervor, daß die Dehnung, wenn genügend Zeit zur Verfügung steht, von Null bis zu einer Grenzdehnung, welche den Bruch bedingt, allmählich zunimmt. Auch wo der Bruch in den beobachteten Zeiten noch nicht eingetreten ist, spricht die Regelmäßigkeit der gesamten Beobachtungsergebnisse dafür, daß er im weiteren Verlauf selbst bei sehr kleinen Belastungen noch eintreten wird. Die Grenzdehnung ist in schwachem Maß um so größer, je kleiner die Belastung ist.

Für den Zusammenhang der Größenbelastung p, Dehnung d und Zeit t wurden einige von anderer Seite aufgestellte Formeln herangezogen, doch nicht für die einheitliche Wiedergabe des ganzen Versuchsgebiets für genügend geeignet gefunden[1]). Es wurde daher folgende mehr allgemeine Formel versucht:

$$A = \pi \cdot \vartheta, \qquad (1)$$

wobei A bloß Funktion von d, π von p und ϑ von $\log t = \tau$ sein soll. Gleichwertig ist die Form:

$$D = P + T, \qquad (1a)$$

wobei

$D = \log \text{nat } A$, $P = \log \text{nat } \pi$ und $T = \log \text{nat } \vartheta$

ist. Durch Differenzieren bei konstantem p er-

1) Bouasse, Sur les courbes de déformation des fils. Ann. de Toulouse **2**, 360 setzt $d = A \log (Bt + 1)$; Andrade, Über das zähe Fließen in Metallen und verwandte Erscheinungen, diese Zeitschr. **11**, 709, 1910, setzt

$$l = l_0 (1 + \beta t^{1/3}) e^{\alpha t};$$

hierbei wird die Belastung jedoch ständig derart verkleinert, daß die Spannung für die Flächeneinheit des augenblicklichen Querschnitts konstant bleibt. Vgl. auch über die Abhängigkeit der Bruchlast von der Zeit: Le Chatelier, Influence du temps et de la température sur les propriétés mécaniques et les essais des métaux, Sonderabdr. aus Baumaterialienkunde, Jahrg. 1901 u. 1902, S. 6; Striebeck, Der Warmzerreißversuch von langer Dauer, Mitteilungen auf dem Gebiet des Ing.-W. Heft 12; P. Ludwig, Über den Einfluß der Deformationsgeschwindigkeit usw., diese Zeitschr. **10**, 411, 1909.

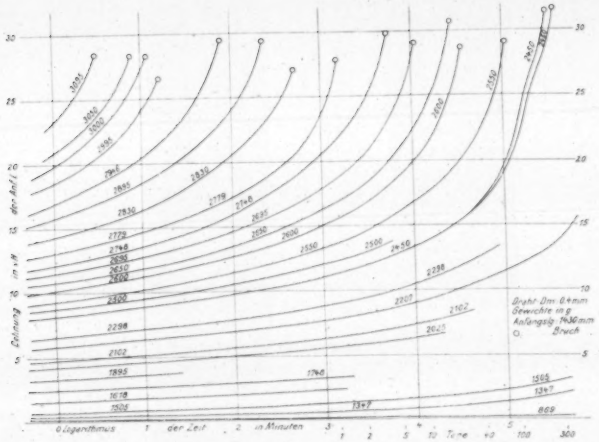


Fig. 1.

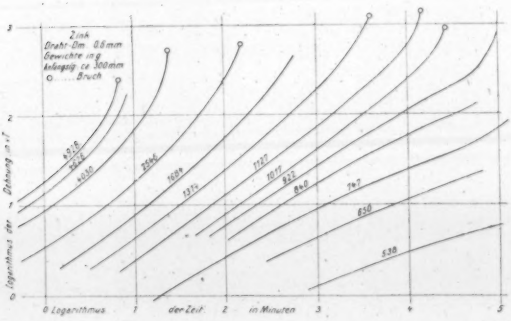


Fig. 2.

gibt sich mit der Bezeichnung $v(\tau, d) = \left|\frac{dd}{d\tau}\right|_p$

$$v(\tau, d) = \left|\frac{dd}{d\tau}\right|_p = \frac{dT}{d\tau} : \frac{dD}{dd} = T' : D' \qquad (2)$$

und ferner für 4 Punkte, von denen je 2 in τ und d übereinstimmen:

$$v(\tau_1 d_1) : v(\tau_1 d_2) = v(\tau_2 d_1) : v(\tau_2 d_2). \quad (2\,a).$$

Diese Proportion stellt die notwendige und hinreichende Bedingung für die Gleichungsform (1) dar und erweist sich (vgl. die Tangenten in Fig. 1 und 2) gut erfüllt (mit Ausnahme der Stücke knapp vor dem Bruch). Aus (2) ergibt sich durch Integration bei konstant gehaltenem $d = d_1$ zwischen den Grenzen τ_0 und einem allgemein gedachten τ, wobei also $\left|\frac{dd}{d\tau}\right|_p$ als Funktion von τ erscheint,

$$T(\tau) - T(\tau_0) = \log \text{nat} \frac{\vartheta(\tau)}{\vartheta(\tau_0)} = \left| \right.$$
$$\left. = D'(d_1) \int_{\tau_0}^{\tau} \left|\frac{dd}{d\tau}\right|_p d\tau. \right| \qquad (3)$$

Mit dem soweit bekannten ϑ erhält man durch (1) aus jedem einzelnen Dehnungsversuch Δ als Funktion von d bis auf den hierbei konstanten Faktor π und durch die Gesamtheit der Versuche schließlich auch die Abhängigkeit des π von p. Es erwies sich in weiten Grenzen

$$P = \log \text{nat}\, \pi$$

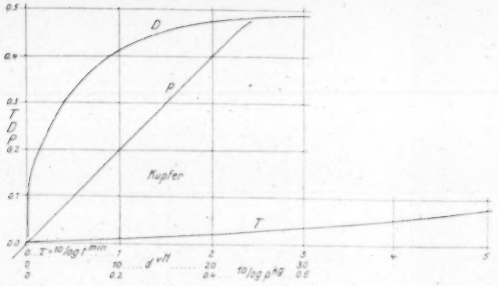


Fig. 3.

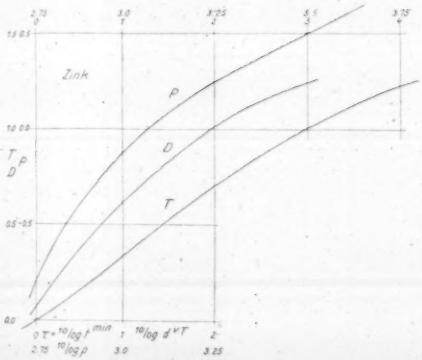


Fig. 4.

als lineare Funktion von p, so daß, bei passender Wahl der noch offenen Konstanten, $\varkappa = p$ gesetzt werden kann. Die dann noch verbleibende additive Konstante wurde durch die Festsetzung $T = 0$, d. h. $\vartheta = 1$, für $\tau = 0$ entfernt. Man kann auch, von (2) ausgehend, zuerst nicht ϑ, sondern Δ durch die Gleichung bestimmen:

$$D(d) - D(d_0) = \log \text{nat} \frac{\Delta(d)}{\Delta(d_0)} = \left| \begin{array}{l} \\ \\ = T'(\tau_1) \int_{d_0}^{d} \left| \frac{d\tau}{dd} \right|_p dd. \end{array} \right. \quad (3a)$$

und im ferneren analog wie vorher verfahren. In Fig. 3 und 4 sind die Resultate von D, P und T für Kupfer und Zink wiedergegeben.

Des weiteren wurden ganz ähnliche Versuchsreihen mit Kupferdrähten angestellt, die vorher belastet und gedehnt worden waren. Zu diesem Zwecke wurde ein langer Draht einer Belastung p_0 eine Zeit t_0 lang ausgesetzt und nach dem Erreichen der Dehnung d_0 entlastet. Kurze Stücke dieses Drahtes wurden sodann verschiedenen konstanten Belastungen ausgesetzt. Im großen ganzen ergab sich auch hierbei die Gültigkeit der Formel (1), und zwar, was von besonderem Wert ist, änderten sich $\varkappa$ und ϑ gar nicht, während Δ eine Änderung in $\overline{\Delta}(d)$ erfährt. Es kommen aber jetzt noch zwei besondere Umstände in Betracht. Erstens wird die Wirkung des Vordehnens mit der Zeit schwächer, der gefestigte Draht dehnt sich unter derselben Last um so rascher und stärker, je länger die Entlastungsdauer war; das $\overline{\Delta}(d)$ verschiebt sich also mit dieser nach höherem d zu. Zweitens erwies sich der Dehnungsvorgang bei Belastungen, die unter oder wenig über der Vorbelastung liegen, nicht mehr als stetig, die Dehnung geht oft ruckweise oder mit sprunghaft sich ändernder Geschwindigkeit vor sich, und ferner ist sie auch nicht mehr homogen, die einzelnen Teile des Drahtes erfahren in der gleichen Zeit nicht ihrer Länge proportionale Dehnungen, wobei häufig ein Fortschreiten des Dehnungsprozesses von einem Drahtende zum anderen stattfindet. Für den Fall, als diese zwei besonderen Umstände sich nicht geltend machen, kann man die Funktion $\overline{\Delta}$ durch Anwendung auf den Fall, daß die neuerliche Belastung gleich der Vorbelastung p_0 ist, bestimmen, weil der Dehnungsverlauf dann mit der Fortsetzung des vorangegangenen übereinstimmen muß. Es müssen mit den Bezeichnungen t und d für die Zeit und die Dehnung gerechnet vom Augenblick des Beginns der neuerlichen Dehnung, wenn die Belastung wieder p_0 ist, folgende Gleichungen bestehen:

$$\left. \begin{array}{l} \overline{\Delta}(d_0 + d) = \varkappa(p_0) \cdot \vartheta(t + t_0), \\ \overline{\Delta}(d) = \varkappa(p_0) \cdot \vartheta(t), \end{array} \right\} \quad (4)$$

aus denen $\overline{\Delta}(d)$ durch Elimination von t bestimmt werden kann. Für die Dehnungsfort-

setzung durch p_1 anstatt p_0 ist die Dehnung nach der Zeit t_1 dann gegeben durch:

$$A(d) = \varkappa(p_1) \cdot \vartheta(t_1). \qquad (5)$$

Dieselbe Dehnung wird durch die Vorbelastung p_0 in einer Zeit t hervorgebracht, welche sich ergibt durch:

$$\varkappa(p_1) \cdot \vartheta(t_1) = \varkappa(p_0) \cdot \vartheta(t), \qquad (6)$$

oder, da meist $\varkappa(p) = p$ gesetzt werden kann:

$$p_1 \cdot \vartheta(t_1) = p_0 \cdot \vartheta(t). \qquad (6a)$$

t ist eine Vergleichszeit, nach welcher bei Fortsetzung durch die Vorbelastung dieselbe Dehnung erreicht wird, wie nach der Zeit t_1 nach der Belastungsänderung von p auf p_1; die Kenntnis der Funktion A ist hierzu nicht erforderlich.

Ein verschwindender Einfluß der erwähnten beiden besonderen Umstände und somit die Gültigkeit der Gleichung (6) war zu erwarten für den Fall, als man während des Dehnungsprozesses eine kleine Vermehrung oder Verminderung der Belastung vornimmt, also dabei im übrigen nicht entlastet. Zur Erörterung der hierbei in Betracht kommenden Verhältnisse sei in Fig. 5 der Dehnungsverlauf für eine Last p_1

Fig. 5.

durch $O_1 p_1$ und für eine andere $p_2 > p_1$ durch $O_2 p_2$ dargestellt, wobei übereinstimmende Dehnung in A gleichzeitig erreicht sei. Wäre die Fließgeschwindigkeit bloß von der Last und Dehnung, nicht auch von der Art, wie diese erreicht worden ist, abhängig, so müßte, wenn in A von p_1 auf p_2 übergegangen wird, sich an das Stück $O_1 A$ das Stück $A p_2$ anschließen und analog beim Übergang von p_2 auf p_1 das Stück $A p_1$ an $O_2 A$. Dies ergibt sich aber nach Gleichung (6) nur dann, wenn ϑ von der Form Kt^n ist, d. h. wenn T linear von $\tau = \log t$ abhängt. Ist T von der τ-Achse weg gekrümmt (wie bei Kupfer, Aluminium, Blei), so sind die aus (6) folgenden Fortsetzungen $A p_1'$ und $A p_2'$, statt $A p_1$ und $A p_2$ bei entgegengesetzter Krümmung $A p_1''$ und $A p_2''$. In dieser Anwendung hat sich die Formel (6) nicht nur qualitativ, sondern auch zahlenmäßig bestätigt.

Das Versuchsgebiet deckt für ϑ etwa das Intervall $\tau = -0{,}6$ bis 5. Durch Extrapolation bis $\tau = -1$ erhält man ϑ schon für wenige Sekunden, und es ist dann ein ganz geringer Schritt zu der Annahme, daß ϑ mit t stetig abnimmt und für $t = 0$ selbst Null wird. Die ganze Dehnung verläuft dann von Anbeginn an nach einem einheitlichen Gesetz bis zur Bruchdehnung, ohne daß diese Auffassung mit den Beobachtungen in Widerspruch stünde. Damit die Anwendung auf beliebig kleine Belastungen möglich ist, braucht man nur anzunehmen, daß ϑ mit wachsendem t zugleich mit diesem unendlich wird. Hinsichtlich p decken die Versuche bei Kupfer das Gebiet abwärts bis $p = 5$ kg/mm², also fast bis zu der Elastizitätsgrenze [nach Tammann[1]) für geglühtes Kupfer 2 kg/mm²], während nach oben zunächst eine Beschränkung nicht erforderlich ist. Die Gültigkeit der Formel $A = \varkappa \cdot \vartheta$ ist daher für den ganzen Bereich bleibender Dehnungen sehr wahrscheinlich. Dann aber verliert das übliche Spannungs-Dehnungsdiagramm für diese Metalle jede Berechtigung, dessen geringe Abhängigkeit von der Zeit, in welcher man die Belastung bis zum Bruch steigert, überdies nachgewiesen ist[2]). Das letztere bestätigen eigene Versuche und ergaben einen Zusammenhang zwischen d und p, der sich unter Benützung der früher eingeführten Größen folgendermaßen ausdrücken ließ:

$$A(d) = \varkappa(p) \cdot \vartheta(t_0) = p\,\vartheta(t_0). \qquad (7)$$

Für den einzelnen Versuch ist t_0 konstant und schwankt im übrigen nur wenig. Dies läßt sich durch folgende Betrachtung erklären. Nimmt bei stetig veränderter Belastung p in der Zeit

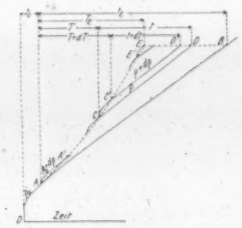


Fig. 6.

dT um dp zu, so nimmt Gleichung (6) die Form an (vgl. Fig. 6):

$$dt = -\left[dT + \frac{dp}{p} \cdot \frac{\vartheta}{\dot{\vartheta}}\right]. \qquad (8)$$

wobei t die erwähnte Vergleichszeit und

$$\dot{\vartheta} = \frac{d\vartheta(t)}{dt}$$

ist. Bei gegebener Beziehung zwischen p, t

1) Tammann, Metallographie, S. 67.
2) Mitteilungen aus dem mech.-techn. Laboratorium der techn. Hochschule in München, 20. Heft, 1891.

und T findet sich nach Lösung der Gleichung (8) unter Berücksichtigung der Grenzen:

für $t = 0$ ist $T = T_e$ und $p = p_e$
„ $T = 0$ „ $t = t_e$ „ $p = p_0$

die jeweilige Dehnung bei p_e aus der Vergleichszeit t_e, welche jetzt ebenso wie p_e variabel zu denken ist, zu

$$\Delta(d) = p_0 \cdot \vartheta(t_0 + t_e). \qquad (9)$$

Unter Heranziehung der Gleichung (7), welche nunmehr $\Delta(d) = p_e \cdot \vartheta(t_0)$ zu schreiben ist, ergibt sich für $\frac{dp_e}{dT}$ ein Ausdruck, der sich mit t_e sehr wenig veränderlich erweist, so daß die Dehnungsgeschwindigkeit annähernd konstant sein muß. Außerdem hängt t_0 nur in sehr schwachem Maße von $\frac{dp_e}{dT}$ ab, ergibt sich also in weiten Grenzen der Dehnungsgeschwindigkeit fast gleich. Hierdurch ist die nahezu unveränderliche Beziehung zwischen p und d erklärt, sie ist aber nicht die Folge einer Aneinanderreihung von Gleichgewichtszuständen zwischen Spannung und Dehnung, sondern ein zufälliges Ergebnis des durch die Zeit geregelten Ablaufs der Dehnung bei ungefähr gleichmäßiger Belastungszunahme.

Erwähnt sei noch eine Knickstelle bei $d = 8\,\pi T$ im Verlauf von d und $\left|\frac{dd}{d\tau}\right|_p$ bei Kupfer (vgl. Fig. 7). Entsprechend Gleichung (3a)

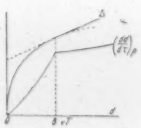


Fig. 7.

hat an dieser Stelle D und Δ einen sprunghaften Wechsel im Krümmungsradius. Auch der bestimmbare Teil von $\bar{\Delta}$ weist auf eine analoge Unstetigkeit hin. Da aber hierbei die Herleitung von $\bar{\Delta}$ aus einem im allgemeinen vollständig stetigen Teil von Δ mittels Gleichung (6) erfolgt, so läßt sich auf eine dem Δ analoge Form und Unstetigkeit bei ϑ für kleine t schließen, wofür auch sonst noch Anhaltspunkte bestehen. Bei Aluminium, Zink und Blei findet sich eine ähnliche Unstetigkeit in umgekehrtem Sinn bei großem d. Der Wechsel im Krümmungsradius, Fig. 2, bei etwa $\log d = 2{,}2$ bis $2{,}3$ verläuft nur nicht genau längs gleichem d, sondern nach einer mit τ schwach ansteigenden Linie, womit zugleich eine Verbesserungsmöglichkeit der Grundform (1) angedeutet ist.

II. Eisengruppe.

Als Beispiel dieser Gruppe ist in Fig. 8 der Dehnungsverlauf bei Eisen analog wie bei Kupfer wiedergegeben. Charakteristisch ist das Erreichen einer Grenzdehnung, anscheinend in endlicher Zeit, so daß jeder Belastung eine Dehnung ohne weiteres zugeordnet werden kann. Offenbar im Zusammenhang steht folgende zweite Eigentümlichkeit. Steigert man, nachdem eine Belastung eine bleibende Dehnung hervorgebracht und längere Zeit eingewirkt hat, die Belastung noch allmählich weiter, so tritt zunächst gar kein, dann aber ein unverhältnismäßig starker Dehnungszuwachs ein, worauf die Dehnung ungefähr so weiter wächst, wie wenn die Belastung von Null an gesteigert worden wäre. Das Spannungs-Dehnungsdiagramm zeigt also nach jeder längeren, gleich bleibenden Belastungseinwirkung jene charakteristische Unstetigkeit, wie sie beim Eisen beim Überschreiten der Streckgrenze auftritt und unter dem Namen „Inflexion" bekannt ist. Diese beiden Haupteigentümlichkeiten ergaben sich auch bei Bronze, Messing und Packfong.

Die Ursachen und Gesetzmäßigkeiten der

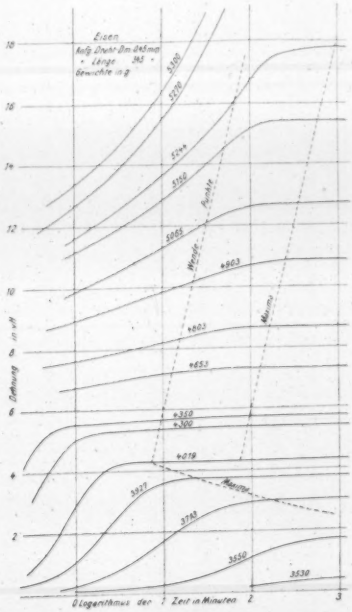


Fig. 8.

Inflexion sind noch vielfach ungeklärt. Deshalb mag folgende Versuchsreihe, die mit Bronzedrähten von 0,5 mm Durchmesser bei etwa 360 mm Anfangslänge angestellt wurde, wiedergegeben werden. Die Belastung von 7805 g wurde in 2 Stufen aufgelegt, d. h. erst wurden als Vorbelastung 7587,5 g und nach einiger Zeit 217,5 g dazu aufgelegt. Variiert wurde die Dauer der Vorbelastung von etwa 0 bis 10000 Minuten. Der Dehnungsverlauf nach der Zusatzbelastung ist in Fig. 9 im $\log t$-d-Diagramm wiedergegeben.

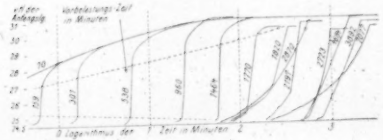


Fig. 9.

Ersichtlich ist daraus eine für diese Gruppe charakteristische Dreiteilung des Dehnungsverlaufs, nämlich zuerst ein Abschnitt fast vollständiger Ruhe, der um so länger währt, je länger die Vorbelastung gedauert hat, dann eine rasche, starke Dehnung und schließlich ein allmähliches Abklingen des Fließens in endlicher Zeit bis zur Ruhe. Nach links zu im Bilde wird der Mittelabschnitt immer kleiner und verliert sich vielleicht ganz, nach rechts wird er größer und nimmt bei etwa $\log t = 2{,}1$ die ganze Dehnung ein. Wie durch Beobachten von Zwischenpunkten außer dem untersten Punkt des Drahtes festgestellt wurde, ist in diesen Fällen die Dehnung homogen, d. h. gleichmäßig über den ganzen Draht verteilt, ausgenommen vielleicht den Mittelabschnitt, was aber belanglos ist. In denjenigen Fällen dagegen, wo der Mittelabschnitt rechts von $\log t = 2{,}1$ zu liegen käme, nimmt, von einem Endpunkt des Drahtes ausgehend, manchmal wenige Stunden, manchmal erst nach vielen Tagen nach dem Belastungszusatz, plötzlich ein Teilchen seine volle Dehnung an, etwas später das Nachbarteilchen usf. Es schreitet also gewissermaßen eine Umwandlungsstelle den Draht entlang, derart, daß hinter ihr der Draht vollständig gedehnt, vor ihr noch ungedehnt ist. In Fig. 10 ist ein Beispiel eines solchen Dehnungsverlaufs im d-t-Diagramm wiedergegeben; hierbei ist der Deutlichkeit halber der Dehnungszuwachs zehnfach übertrieben, was auf die qualitativen Verhältnisse ohne Einfluß ist. Eine derartige Dehnung könnte „progressiv" genannt werden. Der Zeitpunkt des Beginns der Umwandlung läßt keine Gesetzmäßigkeit erkennen und scheint wesentlich von Nebeneinflüssen abzuhängen, das Ende tritt ein, wenn

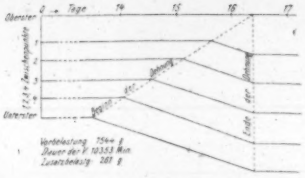


Fig. 10.

das andere Drahtende erreicht ist. Manchmal setzt noch vorher eine entgegengesetzte wandernde Umwandlung ein, und dann wird der Vorgang beendet, wenn beide Umwandlungen einander begegnen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit behält den einmal angenommenen Wert nahezu bei, schwankt aber von Fall zu Fall ziemlich bedeutend. Gleichartige Versuchsreihen unter Beibehaltung der Summe von 7805 g, jedoch mit 43,5, 87, 130,5, 174, 261, 304,5 und 348 g als Zusatzbelastung statt 217,5 g ergaben ganz ähnliches Verhalten, auch die Grenzzeit von $\log t = 2{,}1$ war ungefähr gleich. Verlängert man in Fig. 9 beim homogenen Fließen den angenähert geraden Mittelteil bis zum Schnitt mit der t-Achse, so geben die derart bestimmten Zeiten ein Maß für die Dauer des Ruheabschnitts. In Fig. 11 sind diese Zeiten in Abhängigkeit

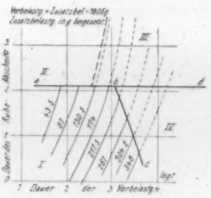


Fig. 11.

von der Dauer der Vorbelastung, beide logarhythmisch gemessen, zusammengestellt, sie bilden das mit I bezeichnete Gebiet des homogenen Fließens. Ihre Begrenzung finden sie nach oben zunächst durch eine Parallele ab zur Achse der Vorbelastungsdauer im Abstand $\log t = 2{,}1$, dann durch eine schräg verlaufende Linie bc. Bei Zusatzbelastungen unterhalb von 130 g blieb das progressive Fließen immer aus, so daß dadurch ein Gebiet II dauernder Spannungserhöhung abgegrenzt wird. Das restliche Gebiet zerfällt durch ab und die Verlängerung bd in ein Gebiet III des geschilderten progressiven Fließens und in ein solches IV, in welchem die Umwandlung sich nicht sprunghaft in einem

Punkt, sondern zeitlich und räumlich auf eine kurze Strecke ausgedehnt, vollzieht.

Qualitativ ganz ähnliches Verhalten wurde auch bei den andern untersuchten Metallen Messing, Packfong und Eisen gefunden, zahlenmäßig ergaben sich allerdings große Unterschiede. Bei Eisen wirkte der Umstand erschwerend, daß sich die Umwandlungsstelle allmählich verbreitert und häufig stecken bleibt.

(Eingegangen 12. Oktober 1920.)

Elektrodenlose Gleitfiguren.

Von Max. Toepler.

Man bette zwei Stanniolstreifen B_1 und B_2 (vgl. die Grundrißfigur 1 a und Aufriß 1 b) in Alkohol zwischen eine photographische Platte G_1 mit Schichtseite nach oben und eine Glas- oder Isolatorplatte G_2. Legt man[1]) an

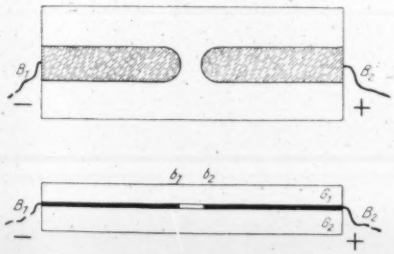
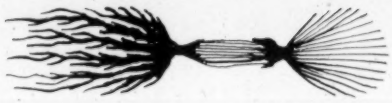


Fig. 1 a u. Fig. 1 b.

B_1 B_2 plötzlich eine möglichst hohe Spannung, aber doch nicht so hoch, daß durch den Alkohol zwischen B_1 und B_2 ein Überschlag stattfindet — welcher dann G_1 und G_2 zertrümmern würde —, so kann man mit der Spannung so hoch kommen (Zerreißspannung P_2), daß die Luft bei b_1 und b_2 elektrisch zerrissen wird.

Die Spannung sei nur wenig höher als P_2. Ein elektrodenloses Doppelbüschel aus Leuchtfäden entsteht, wie es in Fig. 2 skizziert ist[2]). Irgendein zufällig im hinreichend hochkommenden Felde zwischen b_1 und b_2 vorhandenes Ion oder Elektron leitet wohl die erste Stoßionisation ein[3]).



pos. Büschel über neg. Pol. neg. Büschel über pos. Pol.

Fig. 2.

Bei höherer Spannung bilden sich zwei regelrechte, durch einen Funkenkanal bei $b_1 b_2$ verbundene Gleitfiguren aus Ladungskanälen und Leuchtfäden nach beiden Seiten aus, also ein Doppelgleitbüschel, d. h. eigentlich ein „elektrodenloser Funken".

Zur quantitativen Orientierung: auf photographischen Platten von 0,13 cm Dicke 17 °C, 76 cm Hg) zeigte sich:

bei 0,35 cm Abstand $B_1 B_2$ mit 32 Kilovolt ein Doppelgleitbüschel von 6 cm Gesamtlänge,

bei 1,00 cm Abstand $B_1 B_2$ mit 40 Kilovolt kein Büschel,

bei 1,00 cm Abstand $B_1 B_2$ mit 41 Kilovolt ein Doppelbüschel von 4,5 cm Gesamtlänge wie Fig. 2,

bei 1,00 cm Abstand $B_1 B_2$ mit 44 Kilovolt ein Doppelgleitbüschel von 16 cm Gesamtlänge.

Die Zerreißfestigkeit der Luft ohne Metallpole ist also nicht wesentlich höher als an solchen.

Der Mechanismus der Gleitergüsse von $b_1 b_2$ aus ist der gleiche wie sonst vom negativen bzw. positiven Metallpole aus, nur wird der Elektrizitätsbedarf für die Ergüsse jetzt nicht von einer Metallzuleitung aus gedeckt, sondern wechselseitig aus dem anderen Büschel heraus. Gestalt und innere Durchbildung der Gleitbüschel unterscheiden sich in nichts von solchen von einem Metallpole aus. Insbesondere kommt es auch hier zu keiner Wachstumspause, wie sie in einer scharfen Scheidung zwischen Polbüschel (aus Leuchtfäden) und eigentlicher Gleitfigur (Leuchtfäden mit Ladungskanälen) in Erscheinung tritt, wenn $dP \cdot dt$ anfangs hinreichend groß ($> 100 \cdot 10^6$ Kilovolt : sec) ist.

Dresden, den 31. Oktober 1920.

(Eingegangen 8. November 1920.)

1) Eine Versuchsanordnung hierzu ist z. B. diese Zeitschr. 21, 706, 1920 angegeben.

2) Genau genommen besteht dies aus zwei zusammengewachsenen Doppelbüscheln, einem bei b_1, einem bei b_2.

3) Den Beginn der Blitzbildung im Raume hat man sich ähnlich zu denken; vgl. Meteorol. Zeitschr. 1917, S. 234 u. Fig. 2.

Über eine neue periodische Beziehung zwischen den Atomgewichten der chemischen Elemente. V. Die Berechnung der Rydbergschen Konstante.

Von Karl Fehrle.

Das im 1. Teil dieser Abhandlung[1]) gewonnene Zahlenmaterial gestattet weitere Schlüsse zu ziehen, deren wesentliches Ergebnis die Berechnung der Rydbergschen Konstante auf Grund einer neuen Vorstellung von der Entstehung der Serienspektren ist. Hierbei werden die Wörter „Atom" und Molekel im Sinne meiner früheren Arbeiten[2]) gebraucht.

Das schwingende „Atom" steht nicht nur mit der eigenen Molekel, sondern auch mit allen übrigen in Wechselwirkung. Da nun die Annahme, das Verhältnis der Schwingungszahlen der „Atome" zu denen der Molekeln sei dasselbe, als ob sämtliche „Atome" einer Molekel auf derselben Kugel rotierten, zu einem sehr einfachen Gesetz über die Schwingungszahlen der Molekeln der Edelgase geführt hat[3]), so mache ich auch weiterhin die Annahme, das Schwingungsverhältnis eines „Atoms" zu demjenigen des Komplexes von Molekeln, mit dem es gerade in Wechselwirkung steht, sei das Verhältnis seiner Winkelgeschwindigkeit zu derjenigen, welche die „Atome" des Komplexes hätten, wenn sie alle auf einer Kugel vereinigt wären. Diese Winkelgeschwindigkeit ist nach (2)[4])

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{R^3}} \sqrt{\frac{aNe^2}{m}} \qquad [t^{-1}]$$

oder wegen (1)

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{ar^2}} \sqrt{\frac{4\pi k e^2}{m}} \qquad [t^{-1}], \qquad (10)$$

wo a die Zahl der zu einem Komplex vereinigten Molekeln, r der Radius der Molekel und R derjenige der sämtliche „Atome" des Komplexes vereinigenden Kugelfläche ist. Wenn die ursprüngliche Molekel diese Winkelgeschwindigkeit hätte, so wäre ihr Impulsmoment

$$I = CNr^2\Omega$$

oder wegen (1) und (10)

$$I = \frac{C}{\sqrt[4]{a}} \sqrt{\frac{(4\pi k)^3 e^2}{m}} \cdot \sqrt{r^7} \qquad [l^2 m t^{-1}].$$

Dieser Ausdruck stellt, abgesehen von dem Faktor $\frac{1}{\sqrt[4]{a}}$ das Impulsmoment der ursprünglichen Molekel dar. Dieses besteht nach der Voraussetzung aus einer ganzen Zahl von Wirkungsquanten. Sollen die Impulsmomente, welche die Molekeln hätten, wenn ihre Atome zu dem Komplex das ihnen nach (10) zukommende Schwingungsverhältnis besäßen, auch in ganzzahligem Verhältnis zueinander stehen, so muß a die 4. Potenz einer ganzen Zahl sein:

$$a = n^4, \text{ wo } n = 1.\ 2,\ 3\ \ldots.$$

Mithin wäre die Energie der Molekel

$$U = CNr^2\Omega^2 = \frac{16\pi^2 k^2 e^2 C r^3}{m} \cdot \frac{1}{n^2} \qquad [l^2 m t^{-2}].$$

n bedeutet die 4. Wurzel aus der Zahl der Molekeln, die zu einem Komplex vereinigt sind. Das „Atom" kann daher mit 1, 16, 81, 256 usw. Molekeln in Wechselwirkung treten. Ändert sich beim Wechseln des Komplexes die Zahl der Molekeln um $a_1 - a_2$, so ist die verausgabte Energie

$$U_1 - U_2 = \frac{16\pi^2 k^2 e^2 C r^3}{m} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \qquad [l^2 m t^{-2}].$$

Sie ist in Wirkungsquanten ausgedrückt $4\pi h\nu$. Damit wird

$$4\pi h\nu = \frac{16\pi^2 k^2 e^2 C r^3}{m} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$$

oder

$$\nu = \frac{4\pi k^2 e^2 C r^3}{mh} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \qquad [t^{-1}].$$

Mein Gedankengang ist nun folgender: Die frei werdende Energie rührt nicht von der Änderung der Rotationsenergie her, sondern sie ist Spannungsenergie. Sie ist aber gleich der halben Änderung der Rotationsenergie, welche nötig wäre, damit das „Atom" die Winkelgeschwindigkeit annehmen könnte, welche der Änderung des Impulsmomentes entspricht, die zur Erreichung der Resonanz mit dem Komplex, mit dem es in Wechselwirkung steht, notwendig wäre. Denn die Spannung ist die Folge der unvollkommenen Resonanz und sie würde gerade durch diese Änderung der Rotationsgeschwindigkeit aufgehoben werden. Also ist es folgerichtig, wenn man die beiden Änderungen einander gleich setzt. Der erste Summand in der Klammer ergibt die Spannungsenergie in bezug auf den bisherigen Komplex, der zweite in bezug auf den folgenden. Die Lage des Spektrums von Element zu Element, bzw. der Linienabstand für die verschiedenen Elemente hängt von r^3, also vom Radius der Molekel, auf deren Oberfläche die „Atome" sämtlicher Schalen vereinigt sind, in 3. Potenz ab. Tatsächlich verhalten sich die

1) Diese Zeitschr. **21**, 162, 1920.
2) Diese Zeitschr. **21**, 162 u. 382, 1920.
3) Diese Zeitschr. **21**, 522, 1920.
4) Diese Zeitschr. **21**, 163, 1920.

$$\left(\sqrt{\sum_{1}^{n} r_n^2}\right)^3$$

nahezu wie die Quadrate der Ordnungszahlen. Der Radius des Wasserstoffatoms ist nach dem 1. Teil dieser Arbeit $r = 1{,}727 \cdot 10^{-8}$ cm. Die übrigen Konstanten sind:

$k = 1{,}7 \cdot 10^{15}$ $[l^{-2}]$
$c = 4{,}774 \cdot 10^{-10}$ $[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$
$C = 0{,}451 \cdot 10^{-27}$ $[m]$
$m = 0{,}902 \cdot 10^{-27}$ $[m]$
$h = 0{,}655 \cdot 10^{-27}$ $[l^2 m t^{-1}]$.

Damit ergibt sich für Wasserstoff

$$\nu = 3{,}26 \cdot 10^{15}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \qquad [t^{-1}]$$

oder auf Schwingungszahl pro Zentimeter umgerechnet

$$\nu' = 1{,}09 \cdot 10^5\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \qquad [l^{-1}].$$

Der Faktor vor der Klammer, welcher mit der Rydbergschen Konstante übereinstimmt, ist experimentell gefunden zu $1{,}09678 \cdot 10^5$.

Ich hebe besonders hervor, daß sämtliche Konstanten aus meiner früheren Arbeit übernommen sind. Daraus ist zu schließen, daß mein Atommodell dynamisch richtig ist, und daß die Serienspektren ihre Entstehung nicht dem Bau der Molekeln, sondern dem der Komplexe, mit denen das „Atom" in Wechselwirkung tritt, zu verdanken haben. Das meiner Überlegung eigentümliche Hilfsmittel, welches ich bereits in meiner ersten Arbeit über diesen Gegenstand angewendet habe, besteht darin, die Spannungsenergie als Änderung der Rotationsenergie darzustellen und mit letzterer so zu rechnen, als ob sie sich bei der Herstellung der Resonanz ändere. In Wirklichkeit ändert sie sich nicht. Ich nehme an, daß sie dem der gesamten Materie eigenen Energievorrat entstammt, gleich als ob die „Atome" der gesamten Materie durch eine unsichtbare Achse verbunden wären. Durch diese Verbindung wird Rotationsenergie aus dem gesamten Energievorrat in Spannungsenergie verwandelt und die Rotationsenergie der einzelnen Molekel trotzdem unverändert erhalten. Wieviel Rotationsenergie in Spannungsenergie verwandelt wird, hängt also gar nicht von dem Rotationsenergieinhalt der einzelnen Molekel für sich betrachtet ab, sondern davon, wieviel Energie bei der Herstellung oder Verbesserung der Resonanz abgegeben werden muß. Nun beruht doch die exakte Form, welche Bohr dem Rutherfordschen Atommodell gegeben hat, auf den Tatsachen, welche die Beobachtung der Energieumsetzung bei der Strahlung geliefert hat. Und diese können nur aussagen, wieviel Energie mit Hilfe des Atoms umgesetzt werden kann und nicht, wieviel ihm absolut zukommt. Hierin liegt der grundsätzliche Unterschied zwischen dieser und meiner Betrachtungsweise. Nicht: Die Spannungsenergie einer Molekel ist die von N Elektronen in bezug auf den Nfach positiv geladenen Kern, sondern dies ist das Maximum von Energie, welches aus dem Energievorrat der Materie mit Hilfe dieser Molekel ausgestrahlt werden kann. Grundsätzlich kann jede Molekel jede Anzahl von Energiequanten umsetzen. Es kommt nur darauf an, mit wem sie in Resonanz steht.

Wie man sich jedoch auch zu dieser Annahme stellt, die Übereinstimmung der mit Hilfe so grundverschiedener Vorstellungen — ich weise besonders auf r und k hin — berechneten Konstante mit der Rydbergschen wird man nicht als Zufall erklären wollen. Statt der bisher gültigen Vorstellungen dürften daher die folgenden ebenso berechtigt sein:

Das „Atom" springt nicht von einer äußeren auf eine innere Quantenbahn, sondern es wechselt den Komplex, mit dem es in Resonanz steht. Der Anfang der Spannung ist im Mittelpunkte der Molekel, gleich als ob sämtliche Molekeln der Materie durch eine unsichtbare Achse verbunden wären. Ihr Ende an der Peripherie, wo die von den übrigen Molekeln auf das Atom ausgeübten Kräfte angreifen. Anfang und Ende fallen zusammen mit dem Sitz positiver und negativer Ladung. Nicht der äußere Elektronenring gibt n Elektronen ab oder nimmt solche auf, die Molekel dadurch zum Ion machend, sondern die Spannungsenergie ändert sich proportional n Wirkungsquanten $\times$ Schwingungszahl. Löst sich ein „Atom" aus dem „Atom"verbande, so geht seine Spannung um den größten möglichen Betrag zurück, und so wie man einen Körper fände, dessen Spannung noch weiter vermindert werden könnte, gäbe es auch positiv geladene Elektronen. Bei einer jeden Molekel, für sich betrachtet, kommen 2 Spannungsänderungen in Betracht, diejenige, welche ihre „Atome" in bezug auf das nächste einfache Schwingungsverhältnis (in bezug auf das des nächsten Edelgases) und diejenige, welche sie in bezug auf das Schwingungsverhältnis 1 : 1 erfahren könnten (in bezug auf das des oten Elementes). Die erste, bei der soviel Wirkungsquanten sich ausgleichen, als das Impulsmoment der äußersten Kugelschale von dem derjenigen des nächsten Edelgases entfernt ist, bedingt das chemische Verhalten und die Lage der sichtbaren Spektren. Die zweite, bei der sämtliche Wirkungsquanten sich ausgleichen, die Röntgenspektren. Nicht die Röntgenstrahlen wirken

auf die Elektronen um den Kern, sondern die Spannung des einzelnen „Atoms“ in bezug auf das Schwingungsverhältnis 1 : 1 ist von Na ab so groß, daß die Schwingungen, die es infolge dieser Spannung bei der Lösung aus dem Verbande ausführt, in Resonanz stehen mit denen der Röntgenstrahlen.

Zusammenfassung.

Die im vorstehenden vertretene neue Auffassung von der Entstehung der Serienspektren läßt sich dahin zusammenfassen:

Die Serienspektren verdanken ihre Entstehung der Spannung, welche durch die unvollkommene Resonanz zwischen den Schwingungen der „Atome“ einer Molekel und denjenigen von Komplexen einer Zahl von n^4 Molekeln verursacht ist, wo n jede ganze Zahl bedeutet. Die Spannungsenergie ist gleich der halben Differenz der Rotationsenergie der Molekel, welche entstehen würde, wenn diese ihre Winkelgeschwindigkeit um den Betrag ändern würde, der zum Eintreten der Resonanz mit dem betrachteten Komplex notwendig wäre, und die Energie der ausgesandten Strahlung gleich der Änderung der Spannungsenergie beim Wechsel des Komplexes. Das Verhältnis der Winkelgeschwindigkeiten ist dasselbe, wie wenn sämtliche „Atome“ des Komplexes auf einer einzigen Kugelfläche vereinigt wären. Die unter dieser Voraussetzung mit Hilfe des Atommodells und der unveränderten Konstanten meiner früheren Arbeit abgeleitete Strahlungsformel ist in ihrem für ein bestimmtes Element variablen Teil gleich der Bohrschen. Ihre Konstante, obwohl völlig andere Größen enthaltend und unter grundverschiedenen Voraussetzungen abgeleitet, ist auf 2 Dezimalen genau die Rydbergsche Konstante.

Freiburg i/B., Juli 1920.

(Eingegangen 8. Juli 1920.)

BESPRECHUNGEN.

W. Ludwig, Lehrbuch der darstellenden Geometrie. 2 Bände. 1. Band: Das rechtwinklige Zweitafelsystem. 8°. VI, 135 S. m. 58 Fig. Berlin, Julius Springer. 1919. M. 8.— u. Teuerungszuschlag.

In knapper, aber leicht faßlicher Darstellung werden die Prinzipien und Methoden der darstellenden Geometrie in einem Umfang entwickelt, wie er an technischen Hochschulen üblich ist. Die Technik der zeichnerischen Darstellung steht im Vordergrunde des Interesses, während die Begriffe der projektiven Geometrie wenig hervortreten und als Hilfsmittel, nicht als Grundlage benutzt werden. Dem Schüler wird das nicht unlieb sein. Dagegen hätte eine Einführung der unendlich fernen Elemente die Mehrzahl der Sätze einfacher anszusprechen erlaubt. Doch ist das Geschmackssache.

Sehr wünschenswert erscheint es dagegen, den Unterricht in darstellender Geometrie in engeren Kontakt mit anderen Disziplinen der Mathematik zu bringen. Es liegt doch recht nahe, beim sogenannten Zweitafelsystem Punktkoordinaten einzuführen und damit den Anschluß an die analytische Geometrie zu gewinnen. Diese bietet erfahrungsgemäß den jüngeren Semestern die Hauptschwierigkeit durch den Mangel an räumlicher Vorstellung. Wird nun in der darstellenden Geometrie gezeigt, wie sich zahlreiche Aufgaben der analytischen Geometrie zeichnerisch anfassen und wie sich für deren Sätze richtige Figuren zeichnen lassen, so wird das nach beiden Seiten anregend wirken. Die Theorie der Krümmung ebener Kurven pflegt in der Vorlesung über Differentialrechnung behandelt zu werden. Warum setzt man in der darstellenden Geometrie die dort gewonnenen Ergebnisse nicht voraus und zeigt dabei, daß die Differentialrechnung durch den Krümmungskreis ein wertvolles Hilfsmittel für die Zeichentechnik liefert? In den Lehrbüchern der darstellenden Geometrie wird statt dessen meist ganz unvermittelt der Grenzbegriff ad hoc in unbefriedigender „anschaulicher“ Weise eingeführt. Auch das vorliegende Lehrbuch macht hiervon keine Ausnahme. Sehr schade ist es, daß die Methode des sogenannten bezifferten Grundrisses nur flüchtig erwähnt wird. Sie ist besonders geeignet, Rechnung und Konstruktion miteinander zu verbinden. In der Geodäsie und Geologie ist eine Beherrschung der Methode vonnöten; in der Mathematik führt sie zur Darstellung und Diskussion von Funktionen zweier Variabeler.

Namentlich bei Benutzung des Rechenschiebers läßt diese Methode sehr bequeme Lösungen der meisten Aufgaben zu. Zeichnung und Rechnung können sich dann gegenseitig kontrollieren.

Auch der Proportionalzirkel wäre als nützliches Zeicheninstrument erwähnenswert, etwa bei der Affinität.

Den Abschluß des ersten Bandes bildet die Darstellung der Kugel. Hierbei wäre die Beleuchtung wohl noch zu behandeln. Doch ist das vielleicht dem zweiten Bande vorbehalten.

Im ganzen darf wohl gesagt werden, daß das Buch von Ludwig weder der Darstellung noch dem Inhalt nach etwas bietet, was nicht bereits in anderen Lehrbüchern zu finden ist.

Der Wunsch nach einem Lehrbuch der darstellenden Geometrie, das den systematisch-konstruktiven Standpunkt aufgibt und lebendige Wechselwirkung mit anderen Gebieten der Mathematik zu gewinnen sucht, bleibt noch unerfüllt. v. Sanden.

J. Fischer, Die Arbeit der Muskeln. gr. 8°. III u. 450 S. m. 45 Abb. Berlin-Wilmersdorf, Dr. W. Rothschild. 1919. Geheftet M. 20.—, geb. M. 23.—

Die Voraussetzungen, auf denen der Verfasser seine Lehre vom Menschen als kalorischer Maschine

aufbaut, — Erzeugung des Temperaturmaximums im Herzen, Temperaturminimum, Wirkungsgrad, — sind sämtlich durch Tatsachen widerlegbar. Den Grund zu diesen Irrtümern sieht Ref. in den vom Verfasser angewandten, in der Technik erlaubten, in der Biologie gefährlichen Denkmethoden. Hierfür einige Beispiele: Die Blutmenge der Herzgefäße ist durch Umrechnung eines Lungenstoffwechselversuchs gewonnen; das führt — wie auch in diesem Falle — bei der Verwickeltheit biologischer Vorgänge fast stets zu Fehlern. Der Verfasser, an die Gleichartigkeit von Maschinen gewöhnt, glaubt nicht an individuelle Schwankungen von 100 Proz. (S. 412); bei Giftwirkungen sind sie noch weit größer, die tödliche Karboldosis beträgt z. B. 8—60 g. Er zieht den Schluß: gleiche Struktur — gleiche Funktion (Haare, Nerven). Er macht häufig Zwecksetzungen: weil die Haare im Sommer schneller wachsen, müssen sie auch im Sommer ihre Funktion erfüllen; man denke an den Stoffwechsel mancher Winterschläfer, der innerhalb von 4 Temperaturbereichen mit steigender Temperatur 2mal steigt, 2mal aber fällt; oder: weil sehr stark behaarte Tiere in den Tropen leben, müssen die Haare Kühlorgane sein; in den Tropen leben bekanntlich auch die Neger; würde der Verfasser den Schluß daraus ziehen, daß Schwarz die Wärme am wenigsten absorbiert? Ins Gebiet der Zwecksetzungen gehört auch seine Wirkungsgradberechnung

$$\frac{\text{äußere Arbeit}}{\text{Energieverbrauch}}$$

während die Physiologen vom Energieverbrauch in der Arbeit den Ruhewert, d. h. den zur Erhaltung der Körpertemperatur, Herztätigkeit usw. notwendigen Energiebedarf abziehen und den so erhaltenen Wert „Nutzeffekt der Muskelarbeit" nennen. Der Verfasser vergleicht Ruhewert mit Leerlauf, ein Vergleich, der dadurch nicht besser wird, daß er spöttisch den Physiologen für einen Verbrennungsmotor mit Hilfe eines Rechenfehlers einen Wirkungsgrad von 135 Proz. vorrechnet. Der Verf. setzt als Zweck für die Maschine Mensch die Muskelarbeit. Wenn aber nicht einmal für technische Einrichtungen solche auf einen bestimmten Zweck gestützte Berechnungen den wirklichen Verhältnissen entsprechen — z. B. kann die technisch als verlorene Energie anzusehende Wärmeentwicklung der Beleuchtungsmittel unter den heutigen Verhältnissen als nutzbare Energie gelten, — so kann man erst recht solche Zwecksetzungen bei Lebewesen anfechten.

Es wäre ungerecht nach so vielen Aussetzungen, nicht auch die Verdienste des Verf. gebührend hervorzuheben. Erstaunlich ist, wie er sich in das zum großen Teil zusammenhanglose, widerspruchsreiche Tatsachenmaterial fast auf allen Zweigen der Biologie eingearbeitet hat und mit geistiger Selbständigkeit an Fragen eines fremden Gebietes herantritt; in weitem Umfange dankenswert ist die Kritik, die er übt, wenn er auch manchmal offene Türen einrennt oder die Probleme verkennt. Ist ihm trotz dieser Vorzüge die Lösung seiner Aufgabe aus den angeführten Gründen mißlungen und sein Buch infolgedessen für Nicht-Fachleute wenig geeignet, so empfängt doch der Fachmann wie so oft von Außenstehenden reiche Anregung, für die er dem Verfasser zu Dank verpflichtet ist.

Renner.

Vom Altertum zur Gegenwart. Die Kulturzusammenhänge in den Hauptepochen und auf den Hauptgebieten. 308 Seiten. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1919. Geh. M. 9.—.

Dieses Buch ist entstanden im Anschluß an die Sammlung der Meinungsäußerungen über „Das Gymnasium und die neue Zeit". Es soll die wissenschaftlichen Belege bringen für die Zusammenhänge unserer Kultur (im weitesten Sinne) mit der Kultur der Antike, d. h. der Griechen, über die Jahrhunderte hinüber und so die Notwendigkeit des Studiums der Antike erweisen. Trotz dieses Zwecks handelt es sich aber um eine Darstellung ohne jede Tendenz[1]), ein Werk, das in knappen und doch erschöpfenden Skizzen einzelner Gelehrter die allgemeinen Grundlinien der Kulturzusammenhänge auf den Gebieten der Wirtschaft, der Kunst und der Wissenschaft vor Augen stellt. Ganz gleich, wie der Leser zur Frage der humanistischen Bildung stehen mag, er wird, wenn er überhaupt Sinn für die geschichtliche Entwickelung hat, an den Skizzen gewiß viel Freude haben.

Der Stoff ist in zwei Abschnitte gegliedert, einen kürzeren, über die Zusammenhänge im allgemeinen, und einen längeren, in dem die Zusammenhänge auf den einzelnen Gebieten behandelt werden. So reizvoll gerade für den Nichtfachmann einzelne der Skizzen sind, z. B. die von E. Meyer über Staat und Wirtschaft, so möge hier doch nur über die berichtet werden, welche den Gebieten dieser Zeitschrift angehören.

C. Müller hat eine Darstellung der griechischen Mathematik beigesteuert. Wir sehen, wie bei Thales und Pythagoras die Einzelerkenntnisse zu einer Wissenschaft umgebildet werden. Eindringlich wird die Bedeutung Platos für den Übergang zum streng logischen Aufbau hervorgehoben und eine glanzvolle Schilderung der großen Trias Euklid, Archimedes, Apollonius gegeben, wobei wir überall das Fortwirken der Gedanken bis in die Neuzeit erkennen. Zeigt diese Skizze die Vollendung, welche fachmännische Beherrschung des Stoffes und Kenntnis der historischen Entwicklung in ihrer Vereinigung ergeben, so fragt man bei den folgenden Ausführungen des Philologen Goldbeck über Weltbild und Physik unwillkürlich, was wohl ein Duhem zu sagen gehabt hätte, wenn es gegolten hätte, für die Schöpfungen des Kopernikus, Galilei und Newton den Zusammenhang mit der antiken Wissenschaft aufzuzeigen. Wenn der Verf. beispielsweise die Anregung des Kopernikus in gewissen „lichtphilosophischen Spekulationen" finden will, die auf Plato zurückgehen, so dürfte er doch den Einfluß vager philosophischer Überlegungen gegenüber genauer Naturbeobachtung und ihrer mathematischen Verarbeitung unterschätzen. Selbst ein so mystisch veranlagter Forscher wie Kepler ist doch bei seinen großen Leistungen kaum durch seine mystischen Spekulationen beeinflußt.

Für den Naturforscher ansprechender ist der Artikel von Boll über die Astronomie, der in knapper, aber um so eindrucksvollerer Ausführung den Sinn und Geist griechischer Wissenschaft zu zeichnen weiß. Auch in dem anschließenden Artikel von Partsch über Geographie findet man interessante Bemerkungen einmal über Erdmessung und Kartographie, andererseits über Klimatologie und Meteorologie in der Antike.

Über die Chemie berichtet v. Lippmann. Gibt es schon in sehr früher Zeit eine chemische Technik, wenn auch keine chemische Wissenschaft, so kommt in hellenistischer Zeit die Alchemie empor, die im Mittelalter weiter entwickelt wird, und aus der doch schließlich die Wissenschaft der Chemie entsprungen ist.

---

1) Von dem Anhange und in gewissem Sinne auch von dem ersten Abschnitt ist hierbei abgesehen. Sie stehen auch mit dem eigentlichen Inhalt des Buches nur in losem Zusammenhang.

Im letzten Artikel sucht Rehm ein Bild der antiken Technik zu geben. Seine Ausführungen dürften aber interessanter für den Physiker als für den eigentlichen Techniker sein, da er mehr astronomische Instrumente und die physikalisch-technischen Spielereien des Heron als die eigentlichen großen technischen Leistungen des Altertums beschreibt. Es ist in der Tat eigenartig, wie wenig große technische Leistungen die Schriftsteller des Altertums interessiert haben, so daß die Philologen in ihren Texten darüber sehr wenig vorfinden. G. Prange.

Das Gymnasium und die neue Zeit. Fürsprachen und Forderungen für seine Erhaltung und seine Zukunft. 220 Seiten. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1919. Geh. M. 4.50.

Als einen Beitrag zum Kampfe der Meinungen um die Neugestaltung der Schule hat der Teubnersche Verlag die Ansichten von Männern aller wissenschaftlicher Berufskreise sammeln wollen, die Freunde des humanistischen Gymnasiums sind. So finden sich in diesem Buche fast hundert längere und kürzere Beiträge vereinigt. Wohl gegen den Willen der Herausgeber sind dabei die Vertreter der klassischen Philologie, der Geschichte usw. und die interessierten Schulmänner bedeutend in der Überzahl. Aus den mathematisch-naturwissenschaftlichen Fächern und aus der Technik fehlen bekannte Namen fast gänzlich, und die Vertreter dieser Fächer, die Beiträge beigesteuert haben, bringen auch nur Gründe, die sehr wenig bedeuten für die Erhaltung des humanistischen Gymnasiums vor. Soll man daraus schließen, daß die Vertreter der exakten Wissenschaften und der Technik Gegner des humanistischen Gymnasiums seien? Ihr Schweigen erklärt sich wohl eher so, daß gerade aus den Kreisen der Schulmänner des humanistischen Gymnasiums die erbittertsten Gegner aller Forderungen der exakten Wissenschaften an die Schule erstanden sind, und daß man daher fürchtet, eine Zurückdrängung der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fächer zu fördern, wenn man sich zugunsten des humanistischen Gymnasiums ausspreche. Versteht man unter dem humanistischen Gymnasium nur die Schule, an welcher der altsprachliche Unterricht vor allem anderen den Vorrang hat, so wird kein Vertreter der exakten Wissenschaften sich besonders dafür einsetzen wollen. Etwas anderes ist es aber, wenn man es auffaßt als die Schule der historischen Betrachtungsweise, die den Fortschritt auf dem Boden der Tradition verstehen lehrt, und so zur Schule der Methode wird. Da wird auch der Naturforscher dem zustimmen können, daß man „realistische" Studien im „humanistischen" Geiste treiben müsse, und daß die Beschäftigung mit dem Geiste der Hellenen, welche die Menschheit lehrten, was Wissenschaft sei, reiche Früchte tragen müsse. Ist es doch gerade dem Naturforscher durchaus geläufig, daß das Einzelwesen die Entwicklung der Gattung wieder durchlaufen muß.

In diesem Sinne wird selbst der Gegner des humanistischen Gymnasiums aus dem Buch reiche Anregung schöpfen. Hervorgehoben seien die längeren Ausführungen des Historikers Friedländer, und die kürzeren feinsinnigen Bemerkungen der Philosophen Riehl und Eucken, des bekannten Schulreformers Kerschensteiner und des Philologen Cauer.
G. Prange.

J. Möller, Nautik. (Aus Natur und Geisteswelt 255.) 8°. 116 S. m. 64 Fig. im Text und einer Seekarte. 2. Auflage. Leipzig, B. G. Teubner. 1919. M. 1.20, geb. M. 1.50.

In allgemeinverständlicher Form schildert der Verf. die wichtigsten in der Nautik verwandten Instrumente und Methoden. Dabei finden neben dem Kreiselkompaß in seiner modernsten Form auch die neuesten Errungenschaften des Krieges Erwähnung, die funkentelegraphische Peilung durch gerichtete Wellen und die Entfernungsmessung durch Doppelsignale. Ein besonders anschauliches Bild von der Verwendung der nautischen Methoden gibt die Beschreibung einer kurzen Segelschiffsreise auf der Ostsee.

Wegen seiner klaren anschaulichen Ausdrucksweise sei das Büchlein allen, die sich mit den Grundlagen der Steuermannskunst vertraut machen wollen, warm empfohlen. Dr. König.

Tagesereignisse.

Philosophische Preisaufgaben. Die neugegründete „Vereinigung der Freunde und Förderer des Positivistischen Idealismus" veröffentlicht zwei Preisausschreiben. Thema der zweiten Preisaufgabe: „Das Verhältnis der Einsteinschen Relativitätslehre zur Philosophie der Gegenwart mit besonderer Rücksicht auf die Philosophie des Als-Ob". Preis 5000 Mark. Preisrichter: Professor Dr. v. Aster in Gießen, Professor Dr. v. Laue in Berlin und Professor Dr. Schlick in Rostock. Die näheren Bestimmungen der Preisausschreiben erhalten die Interessenten kostenfrei zugesendet durch den Schriftleiter der „Annalen der Philosophie" Dr. Raymund Schmidt in Leipzig, Fichtestraße 13.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Dozent Dr. med. Erik M. P. Widmark zum Professor der medizinischen und physikalischen Chemie an der Universität Lund, der bisherige Direktor des Marine-Observatoriums in Tsingtau Geh. Reg.-Rat Dr. Meyermann zum Observator an der Universitäts-Sternwarte in Göttingen, der a. o. Professor an der Universität Freiburg i. B. Dr. Wilhelm Meigen zum planmäßigen a. o. Professor der Chemie an der Universität Gießen, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr Erwin Schrödinger zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Breslau, der Privatdozent an der böhmischen Universität Prag Dr. Frantisek Plzák zum ord. Professor der organischen Chemie ebenda, der Privatdozent für anorganische Chemie an der tschechischen Universität Prag Dr. Jan Stanislaw Sterba-Böhm zum ord. Professor der pharmazeutischen Chemie an derselben Hochschule, der ord. Professor der Chemie an der Universität Wien Hofrat Dr. Wilhelm Schlenk in gleicher Eigenschaft an der Universität Berlin.

Neuer Lehrauftrag: An der Universität Marburg Dr. Krollpfeiffer für technische Chemie, Privatdozent Professor Dr. Peter Rona für spezielle Kolloidchemie in ihrer Anwendung auf Biologie und Medizin an der Universität Berlin.

Gesuche.

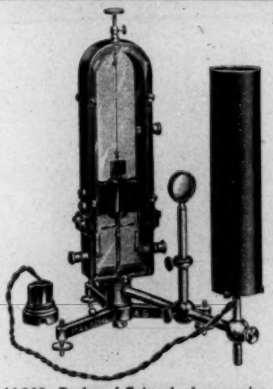
Physiker, Dr. phil.,

31 Jahr, 5jährige Laboratoriums- und Betriebserfahrung, arbeitsfreudig, sucht selbst. Stellung in der Vakuumtechnik. Off. unter **S. H. 572** an den Verlag der Physikal. Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Georg Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 1600000.



61392. Drehspul-Spiegelgalvanometer.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Projektions-Apparate

Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.

Optische Anstalt

C. P. Goerz A.-G.

Abt. Scheinwerferbau

Leutzsch bei Leipzig

Projektionsapparate

*

Ablesefernrohre

mit

Autokollimation

Goerz-Bogenlampen

mit **erhöhter** Helligkeit für Projektion, Kinematographie, Mikroskopie, Reproduktions- und Aufnahme-Ateliers, Therapie usw.

Inhaltsverzeichnis:

(Z. B. = Zusammenfassende Bearbeitungen; B. = Besprechungen.)

Seite

Beleuchtungsstärken: Über ein neues Photometer zur Messung schwächster —, insbesondere Sternphotometrie, v. H. Schering 71
Berndt, G., Kompendium der Experimental-Physik. (B.) 96
Brownsche Bewegung: Farbe und — ultramikroskopischer Metallpartikel, v. R. Fürth 80
Elektrische Gleitfiguren: Unterseitige (sekundäre) Figuren und das Wachsen oberseitiger (primärer) —, v. M. Toepler. 78
Energiesätze: Die — und der kosmogonische Prozeß, v. A. Schack 73
Experimental-Physik: Kompendium der —, v. G. Berndt (B.) 96
Farbenlehre: Neue Fortschritte der —, II., v. Wi. Ostwald. (Z. B.) 88
Figuren: Unterseitige (sekundäre) — und das Wachsen oberseitiger (primärer) elektrischer Gleitfiguren, v. M. Toepler. 78
Fixsternorte: Zur Frage der Verschiebung der scheinbaren — in Sonnennähe, v. E. Lihotzky . . . 69
Fürth, R., Farbe und Brownsche Bewegung ultramikroskopischer Metallpartikel 80
Gase: Die Inversionskurve des differentialen Thomson-Joule-Effektes der —, v. M. Jakob 65
Henning, F., L. Holborn, K. Scheel, Wärmetabellen. (B.) 95
Holborn, L., K. Scheel, F. Henning, Wärmetabellen. (B.) 95
Jäger, G., Die Fortschritte der kinetischen Gastheorie. (B.) 96
Jakob, M., Die Inversionskurve des differentialen Thomson-Joule-Effektes der Gase 65
Kinetische Gastheorie: Die Fortschritte der —, v. G. Jäger. (B.) 96
Kirsch, G., Bemerkung zur Anwendbarkeit des Quadrantelektrometers 75

Seite

Kosmogonischer Prozeß: Die Energiesätze und der —, v. A. Schack 73
Lihotzky, E., Zur Frage der Verschiebung der scheinbaren Fixsternorte in Sonnennähe 69
Metallpartikel: Farbe und Brownsche Bewegung ultramikroskopischer —, v. R. Fürth 80
Meyer, G., Die kritische Temperatur des Quecksilbers 76
Ostwald, Wi., Neue Fortschritte der Farbenlehre. II. (Z. B.) 88
Pflüger, A., Eine Methode zur Messung kleiner Winkeländerungen 75
Photometer: Ueber ein neues — zur Messung schwächster Beleuchtungsstärken, insbesondere Sternphotometrie, v. H. Schering 71
Quadrantenelektrometer: Bemerkung zur Anwendbarkeit des —, v. G. Kirsch 75
Quecksilber: Die kritische Temperatur des —, v. G. Meyer 76
Schack, A., Die Energiesätze und der kosmogonische Prozeß 73
Scheel, K., L. Holborn, F. Henning, Wärmetabellen. (B.) 95
Schering, H., Über ein neues Photometer zur Messung schwächster Beleuchtungsstärken, insbesondere Sternphotometrie 71
Sternphotometrie: Über ein neues Photometer zur Messung schwächster Beleuchtungsstärken, insbesondere —, v. H. Schering 71
Thomson-Joule-Effekt: Die Inversionskurve des differentialen — der Gase, v. M. Jakob 65
Toepler, M., Unterseitige (sekundäre) Figuren und das Wachsen oberseitiger (primärer) elektrischer Gleitfiguren 78
Wärmetabellen, v. L. Holborn, K. Scheel, F. Henning. (B.) 95
Winkeländerungen: Eine Methode zur Messung kleiner —, v. A. Pflüger 75

Gebr. Ruhstrat

Göttingen O 3

Schalttafeln

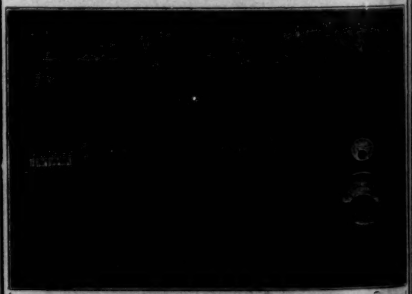
Meßinstrumente

Widerstände

Experimentiertische

Verdunklungseinrichtungen

Unterrichtsapparate



Induktorium

Patent Klingelfuß

mit eingebauter Meßspule und eingeschaltetem Sklerometer und Milliampèremeter. Beide Instrumente sind spannungslos gegen Erde und können in beliebiger Entfernung vom Induktorium und der Röntgenröhre aufgestellt werden.

Fr. Klingelfuß & Co. Basel.